



UNIVERSIDAD CARLOS III DE MADRID

DEPARTAMENTO DE MECÁNICA DE MEDIOS CONTINUOS

Y TEORÍA DE ESTRUCTURAS

TESIS DOCTORAL

**OBTENCIÓN DE LEYES TENSIÓN-DEFORMACIÓN DE MATERIALES
VISCOPLÁSTICOS A PARTIR DE MEDICIONES DEL INCREMENTO DE
TEMPERATURA ASOCIADO A SU DEFORMACIÓN PLÁSTICA**

AUTOR: ROLANDO ENRIQUE GUZMÁN LÓPEZ

DIRECTOR: Prof. Dr. D. José Luis Pérez Castellanos

Leganés, 2009

TESIS DOCTORAL

OBTENCIÓN DE LEYES TENSION-DEFORMACIÓN DE MATERIALES VISCOPLÁSTICOS A PARTIR DE MEDICIONES DEL INCREMENTO DE TEMPERATURA ASOCIADO A SU DEFORMACIÓN PLÁSTICA

Autor: Rolando Enrique Guzmán López

Director: José Luis Pérez Castellanos

Tribunal Calificador:

Firma

Presidente:

Vocal:

Vocal:

Vocal:

Secretario:

Calificación:

Leganés, a de de 2009

AGRADECIMIENTOS

A D. José Luis Pérez Castellanos por su amistad, paciencia y el esfuerzo que me ha dedicado en todos estos años como director, persona y amigo....

A mis compañeros y amigos de despacho del departamento por su ayuda y colaboración desinteresada e inestimable; gracias David Fernández, Guadalupe Vadillo y Carlos Santiuste. A los profesores José Fernández Sáez y Ramón Zaera por permitir compartir sus conocimientos.

A todos los miembros del departamento de Mecánica de Medios Continuos y Teoría de Estructuras en especial a Jorge Zahr por su ayuda y disposición; a Sergio Puerta y Pepe Puerta por su ayuda en el desarrollo experimental y a Carlos Navarro, Ángel Arias, David Arias, Enrique Barbero, Brenda Buitrago, Shirley García, Sergio González, Ignacio Irausquin, Inés Iváñez, Jorge López, Jose Antonio Loya, José Antonio Rodríguez, Sonia Sánchez, Ángel Luis Sánchez y David Varas

A los profesores Juan Meléndez, Jose Manuel Aranda, Fernando López y demás miembros del grupo de investigación del Departamento de Física de la Universidad Carlos III de Madrid.

A los profesores Alexis Rusinek y J. R. Klepaczko (q.e.p.d.) por su ayuda durante mi estancia en la Universidad de Metz.

Añadir un agradecimiento a las personas que, sin haber colaborado en la realización de esta tesis, han sabido mostrarme su apoyo y su cariño: a mis padres y hermanos, a mis amigos y muy especialmente a Carolina.

RESUMEN

La expresión analítica de la ley de endurecimiento por deformación de un metal o aleación metálica incluye parámetros cuyos valores han de ser determinados para cada material. Estos parámetros se obtienen, generalmente, mediante ajuste a la gráfica tensión-deformación discreta obtenida en ensayos de compresión y tracción uniaxial o torsión.

En los ensayos dinámicos, debido a la elevada velocidad de deformación que se alcanza, el proceso de deformación del material pueda considerarse adiabático. El incremento de temperatura en el material puede entonces calcularse a partir del trabajo plástico, resultando una expresión que incluye como variables los parámetros de la ley de endurecimiento. Por otro lado, el calor generado en la probeta durante el ensayo puede también estimarse midiendo en la superficie de ésta el incremento de temperatura mediante la técnica de termografía infrarroja.

Se ha establecido una metodología de ensayos de compresión cuasiestática y dinámica de materiales metálicos, con medición simultánea del incremento térmico asociado a la deformación plástica. Como base de la metodología se ha diseñado y puesto a punto un sistema de ensayo constituido por una cámara de ensayo, una cámara oscura, un sistema de sincronismo y otros sistemas de medición acoplables a las máquinas de ensayo mecánico.

Como aplicación de esta metodología de ensayo se ha desarrollado un procedimiento alternativo para la determinación de los parámetros de una ley de endurecimiento mediante mediciones del incremento térmico en ensayos en barra de Hopkinson de compresión. El procedimiento se ha aplicado a la estimación de los coeficientes de la ley de Johnson-Cook para la aleación de Aluminio (Al 6082).

ABSTRACT

The analytical expression of the hardening law usually includes parameters which values must be determined for each material. These parameters are generally obtained by adjustment to the stress-strain relation obtained in a compressive and tensile uniaxial or torsion tests.

In dynamic tests due to the reached high deformation velocity, the deformation process can be considered like adiabatic. The material temperature increase can be calculated from the plastic work obtaining an expression that includes the parameters of hardening law as variables. By other way, the heat generated in the material during the test can be estimated by measuring the temperature increase of specimen surface during compressive tests using the technique of infrared thermography.

A methodology for metallic specimens testing in universal compression machine (quasi-static tests) or Hopkinson bar (dynamic tests) with simultaneous measurement of temperature increment was established. The base of this methodology is a test system including a test camera, a dark camera, a synchronism system and several measurement systems joined to the mechanic tests machines.

As application of this methodology an alternative procedure for determining the hardening law parameters by measurement of the temperature increase in compressive Hopkinson bar tests was developed. The procedure was applied to estimate the parameters of the Johnson-Cook law of an aluminium alloy (Al 6082).

ÍNDICE

1. INTRODUCCIÓN.....	1
1.1. MOTIVACIÓN.....	1
1.2. OBJETIVOS.....	7
1.3. CONTENIDO.....	8
2. ANTECEDENTES.....	9
2.1. INTRODUCCIÓN	9
2.2. PROCESO DE DEFORMACIÓN DE UN MATERIAL METÁLICO.....	10
2.3. PROBLEMAS TERMOVISCOPLÁSTICOS.....	12
2.3.1. Ecuaciones que gobiernan el movimiento de un sólido	12
2.3.2. Formulación de modelos termoviscoplasticos.....	12
2.3.3. Análisis numérico de un modelo termoviscoplastico.....	14
2.4. LEYES TENSIÓN-DEFORMACIÓN PARA MATERIALES METÁLICOS	15
2.5. FORMULACIÓN DEL PROBLEMA DEFORMACIÓN VS INCREMENTO TÉRMICO.....	23
2.5.1. Fuentes internas de calor.....	23
2.5.2. Coeficiente de Quinney-Taylor	28
2.6. MEDICIÓN DEL INCREMENTO TÉRMICO	30
2.6.1. Fundamentos de la termografía infrarroja	31
2.6.2. Aplicación de la termografía IR a la medición del incremento térmico	36
3. METODOLOGÍA	39
3.1. INTRODUCCIÓN	39
3.2. TÉCNICAS EXPERIMENTALES	42
3.2.1. Descripción de los ensayos	42
3.2.2. Dispositivos.....	42
3.2.2.1. Máquina de ensayo	42
3.2.2.2. Cámara de ensayos	45

3.2.2.3.	Cámara oscura.....	46
3.2.2.4.	Control de temperatura	47
3.2.2.5.	Cámara infrarroja.....	48
3.2.2.6.	Sistema de adquisición IR de alta velocidad.....	49
3.2.2.7.	Extensometría y sistema de adquisición de datos.....	52
3.2.3.	Procedimiento de ensayo	53
3.3.	FACTORES QUE AFECTAN AL PROCESO	58
3.3.1.	Características del material.....	58
3.3.1.1.	Comportamiento termo-mecánico.....	58
3.3.1.2.	Emisividad superficial del material	59
3.3.2.	Características del ensayo mecánico.....	63
3.3.2.1.	Velocidad de deformación en el material.....	64
3.3.2.2.	Temperatura del ensayo	64
3.3.2.3.	Contacto probeta - barras	65
3.3.3.	Calibración radiométrica de la cámara IR.....	66
3.4.	TÉCNICAS NUMÉRICAS	70
3.4.1.	Modelos de los ensayos	70
3.4.2.	Algoritmo de ajuste de parámetros	72
4.	DISCUSIÓN DE RESULTADOS.....	75
4.1.	INTRODUCCIÓN.....	75
4.2.	MATERIALES.....	76
4.2.1.	Caracterización mecánica.....	77
4.2.2.	Medición de la emisividad superficial	81
4.3.	ANÁLISIS EN CONDICIONES CUASIESTÁTICAS	82
4.3.1.	Resultados de los ensayos	83
4.3.1.1.	Influencia de la fricción entre probeta y máquina de ensayo	84
4.3.1.2.	Influencia de la temperatura y de la velocidad de deformación en el ΔT	89
4.3.1.3.	Observaciones sobre inestabilidades plásticas	90
4.3.2.	Análisis numérico.....	90
4.4.	ANÁLISIS EN CONDICIONES DINÁMICAS	96

4.4.1.	Resultados de los ensayos.....	97
4.4.1.1.	Determinación de los coeficientes de la ecuación constitutiva	102
4.4.1.2.	Fracción de trabajo plástico convertido en calor.....	105
4.4.2.	Análisis numérico.....	106
4.4.2.1.	Descripción del modelo.....	107
4.4.2.2.	Integración de las ecuaciones constitutivas	113
4.4.2.3.	Validación del modelo.....	114
4.4.3.	Comparación de datos experimentales y predicciones numéricas	117
5.	CONCLUSIONES Y TRABAJOS FUTUROS	121
5.1.	CONCLUSIONES	121
5.2.	TRABAJOS FUTUROS.....	126
6.	BIBLIOGRAFÍA.....	127
	APÉNDICE A	137
	APÉNDICE B.....	141
	APÉNDICE C.....	151
	APÉNDICE D	155

Nomenclatura

Símbolo	Magnitud	Unidades
$M_{CN}(\lambda, T)$	Exitancia espectral emitida por un CN a temperatura T	$[W/m^2 \cdot \mu m]$
M_{CN}	Exitancia total emitida por un CN	$[W/m^2]$
$M(\lambda, T)$	Exitancia espectral de un cuerpo	$[W/m^2]$
C_1	Primera constante de radiación	$[W \cdot m^2]$
C_2	Segunda constante de radiación	$[m \cdot K]$
λ	Longitud de onda	$[rad]$
h	Constante de Planck	$[J \cdot s]$
T	Temperatura absoluta	$[K]$
c_0	Velocidad de la luz	$[m/s]$
λ_{max}	Longitud de onda del máximo de emisión espectral	$[\mu m]$
k_B	Constante de Boltzmann	$[J/K]$
$\sigma_{\text{Stefan-Boltzmann}}$	Constante de Stefan-Boltzmann	$[W/m^2 \cdot K^4]$
$\bar{\alpha}$	Absortancia	adimensional
$\bar{\rho}$	Reflectancia	adimensional
$\bar{\tau}$	Transmitancia	adimensional
Φ	Flujo radiante	$[W]$
E	Irradiancia	$[W/m^2]$
L	Radiancia	$[W/m^2 \cdot sr]$
Q	Energía radiante	$[J]$
ND	Número digital	adimensional
<i>Offset</i>	Offset global de la cámara	adimensional
T_{prob}	Temperatura de probeta	$[K]$
ϵ	Emisividad	adimensional
ϵ_{prob}	Emisividad superficial de la probeta	adimensional
$F(T)$	Función de calibrado	$[W/m^2]$
R	Factor de respuesta	$[W/m^2 \cdot sr]$
F	Factor de forma	adimensional
B	Factor espectral	adimensional
$F^{-1}(T)$	Función inversa de calibrado	$[K]$
$L_{CN}(T_{amb})$	Radiancia emitida por un CN a temperatura T_{amb}	$[W/m^2 \cdot sr]$
$L_{CN}(T_{prob})$	Radiancia emitida por un CN a temperatura del objeto	$[W/m^2 \cdot sr]$
$L(T, \lambda)$	Radiancia espectral	$[W/m^2 \cdot sr \cdot \mu m]$
T_{ADQ}	Tiempo de integración	$[ms]$
K	Conductividad térmica	$[W/(m \cdot K)]$
C	Calor específico	$[J/(kg \cdot K)]$
α	Coefficiente de expansión térmica	$[K^{-1}]$
k	Difusividad térmica	$[m^2/s]$

CAPÍTULO 1

INTRODUCCIÓN

1.1. Motivación

En el proceso de diseño de elementos estructurales (sólidos) se estudia su respuesta cuando están sometidos a diferentes solicitaciones de carga. La realización de ensayos del elemento en gran escala no es siempre una alternativa viable, en algunos casos por su complejidad y siempre por su costo. El procedimiento más frecuente es el análisis, mediante modelos apropiados, del comportamiento del sólido sometido a las cargas actuantes sobre él y con las consiguientes condiciones de contorno. Como resultado del análisis, se obtienen habitualmente los campos de tensión, deformación y temperatura en el sólido, la posible evolución de parámetros de daño,...

Un modelo numérico requiere, además de la descripción geométrica detallada del sólido, de sus condiciones de contorno y de las acciones, de

información sobre el comportamiento termomecánico de los materiales que lo constituyen, con datos como son la rigidez, el límite elástico, la resistencia a tracción, la ductilidad, la capacidad de endurecimiento... Los modelos numéricos requieren, también, de expresiones que describan la relación entre la tensión y las componentes elástica y plástica de la deformación en el material así como la dependencia de estas variables con respecto a la velocidad de deformación, la temperatura,...

La dependencia de la tensión en el material con respecto a la deformación, la velocidad de deformación, la temperatura, el daño y a otros parámetros que influyen en el comportamiento del material, se concreta, habitualmente, en una función denominada ley de comportamiento del material, ley de endurecimiento del material ó, en lo que sigue, ley tensión-deformación del material. En general, una ley tensión-deformación es una relación entre las variables termodinámicas y mecánicas de un sistema físico: tensión, deformación, temperatura, densidad, entropía, etc. La ley tensión-deformación de un material no es deducible de leyes de conservación u otro tipo de leyes universales y que son específicas del tipo de problema estudiado.

Disponer de la ley tensión-deformación de un material es importante para su uso en simulaciones numéricas con las que predecir la respuesta de un elemento estructural. Los resultados de las simulaciones dependen fuertemente de la ley tensión-deformación que se adopte para los materiales que constituyen el elemento estructural cuyo comportamiento se analiza.

A lo largo del siglo XX, diferentes autores han propuesto leyes que describen el comportamiento mecánico de un material en función de los parámetros implicados en su proceso de deformación, siguiendo tres enfoques o modelos diferentes. El modelo seguido y las características de cada una de estas leyes condicionan su aplicabilidad a un tipo de materiales o a unas condiciones específicas.

Modelo teórico o físico

Es el modelo que se sigue cuando el planteamiento de la ley tensión-deformación se fundamenta en el estudio de la física de los materiales y, más concretamente, en la teoría de las dislocaciones, que están en el origen del comportamiento termoviscoplastico del material.

Las leyes así deducidas permiten explicar propiedades macroscópicas partiendo de mecanismos microscópicos. Ante la complejidad y diversidad del comportamiento de los defectos o dislocaciones, el formalismo de la formulación de la ley tensión-deformación puede diferir dependiendo de los microprocesos que son tenidos en cuenta. Una dificultad añadida está en la necesidad de conocer las leyes de evolución de la microestructura del material.

Modelo empírico o fenomenológico

El planteamiento de la ley tensión-deformación se realiza a partir de observaciones experimentales pero sin buscar sus fundamentos físicos. Se estudia un elemento de volumen representativo del material a través de relaciones causa-efecto que existen entre las variables (tanto de entrada como de salida en el proceso de deformación) que sean físicamente observables o medibles.

Las variables físicamente observables en el elemento de volumen son las que se pueden deducir simplemente de las medidas clásicas de la mecánica: desplazamiento, fuerza, tiempo y temperatura. Así, por ejemplo, pueden considerarse la deformación total, la deformación elástica reversible, la deformación plástica y la tensión.

Modelo semiempírico o semi-fenomenológico

Se ajusta también una ley teórica a datos experimentales pero teniendo en cuenta consideraciones microestructurales que pueden reducir el número de ensayos.

Las expresiones deducidas siguiendo cualquiera de estos tres modelos, incluyen diversos parámetros cuyos valores han de ser determinados para cada

material (ajuste de la ecuación). La calibración de los parámetros se lleva a cabo, habitualmente, por medio de ensayos. Una dificultad del uso de algunas de estas expresiones en simulaciones numéricas está en el hecho de que los valores de estas constantes que definirá el comportamiento del material bajo carga estática son diferentes a los correspondientes a carga dinámica.

La ley tensión-deformación (de la cual son, también, variables la velocidad de deformación y la temperatura) es esencial en el análisis de problemas complejos como son la aparición de inestabilidades plásticas, la propagación dinámica de fisuras, procesos de extrusión, estampado y mecanizado a alta velocidad, etc. En la figura 1.1 se muestra como ejemplo resultados del análisis termo-mecánico en un problema de compresión, un proceso de extrusión y un proceso de corte de alta velocidad.

Cuando un metal se deforma plásticamente, parte de la energía de deformación se almacena en el material asociada a defectos internos y a cambios microestructurales permanentes como son, por ejemplo, las dislocaciones o la transformación de fase si existe, y la restante energía se disipa en forma de calor. El incremento térmico que sufre un material es pues un indicador directo de la conversión de energía mecánica de deformación plástica en energía térmica.

Si el proceso de deformación es rápido (siendo entonces la velocidad de generación de calor mayor que la de su pérdida), los efectos de conducción y disipación de calor al entorno podrán no tenerse en cuenta, considerándose entonces que el proceso de deformación es esencialmente adiabático. Incluso a velocidades de deformación moderadas, el proceso de deformación plástica puede ser tratado, a menudo, como esencialmente adiabático. En procesos lentos el incremento de temperatura observable en el material es producido solamente por la parte de la energía térmica asociada a la deformación plástica que no se disipa (conducción, convección y radiación) hacia el entorno.

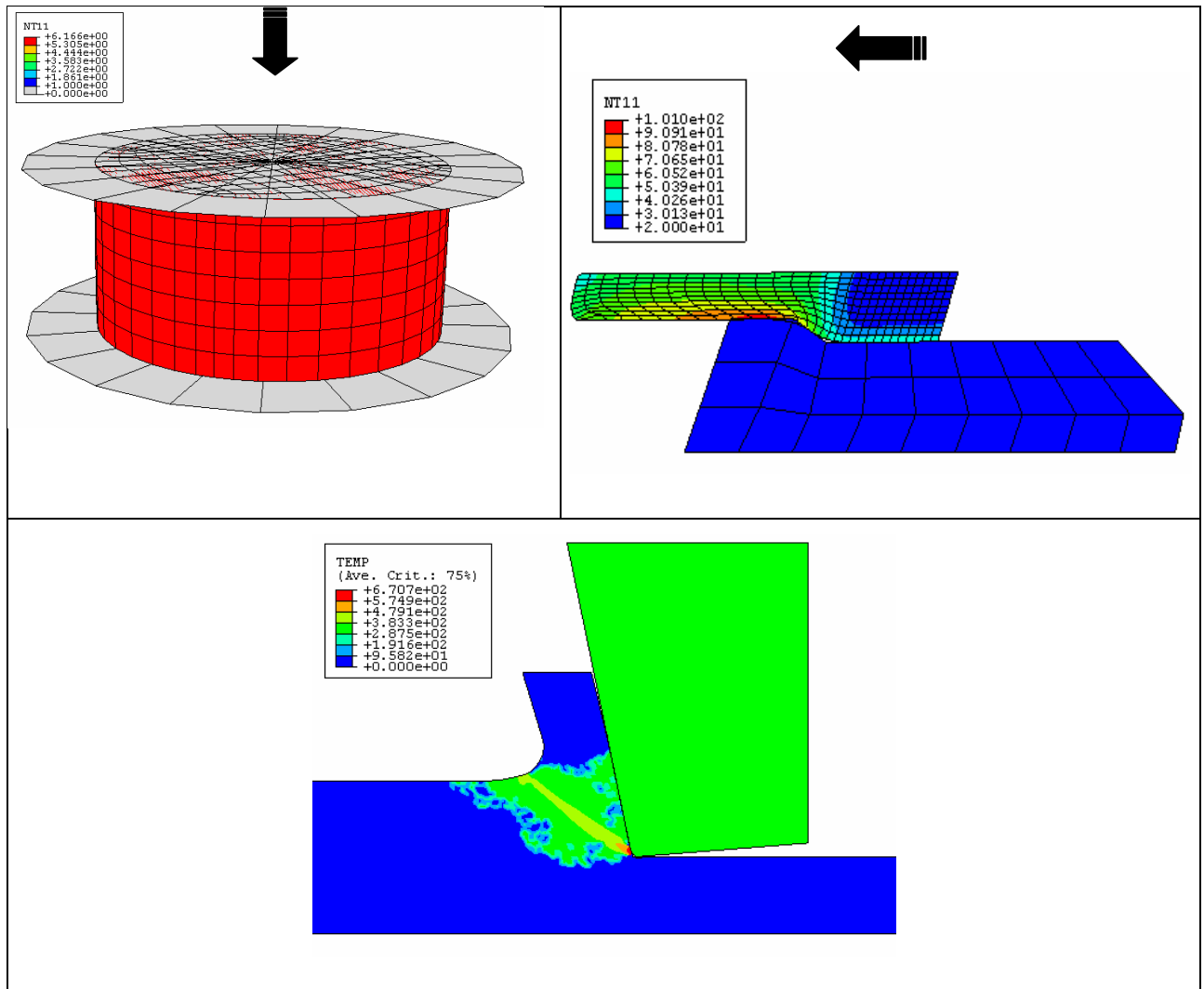


Figura 1.1: Ejemplos de problemas termomecánicos (Departamento de Mecánica de Medios Continuos y Teoría de Estructuras, Carlos III de Madrid).

En los procesos adiabáticos, el incremento de temperatura puede calcularse a partir del trabajo plástico, que, a su vez, requiere integrar la ley tensión-deformación del material.

En los últimos años, se han aplicado en Mecánica de Sólidos métodos y técnicas de medición que, como en el caso de la teledetección infrarroja se unen a las técnicas tradicionales de ensayos mecánicos. Esta técnica de medición (que requiere la toma y el procesamiento de imágenes térmicas) permite la medida cualitativa y cuantitativa de la temperatura que alcanza un sólido durante el proceso de su deformación (figura 1.2).

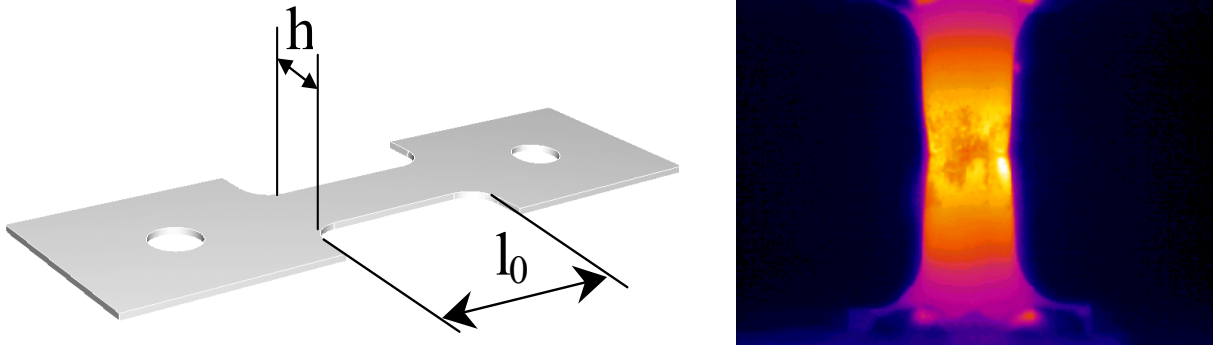


Figura 1.2: Aplicaciones de la técnica de teledetección IR (Laboratoire de Physique et Mécanique des Matériaux, Université de Metz, France).

Una vez medido el incremento térmico asociado a la deformación plástica, y calculado su valor a partir del trabajo plástico (utilizando una ley tensión-deformación teórica), se igualan ambos resultados obteniéndose ecuaciones que constituyen un sistema a partir del cual se han obtenido los valores de los parámetros que aparecen en la ley tensión-deformación.

Este procedimiento constituye una aportación a los métodos usuales de ajuste de leyes tensión-deformación y que se basa en considerar como variable observable la temperatura asociada a la deformación plástica.

1.2. Objetivos

El trabajo expuesto en esta memoria ha sido realizado en el departamento de Mecánica de Medios Continuos y Teoría de Estructuras de la Escuela Politécnica Superior de la Universidad Carlos III de Madrid. En este marco se ha desarrollado un trabajo en el que convergen la física aplicada y la Mecánica de Medios Continuos y en el que se aplica una metodología de ensayo que integra diferentes dispositivos de ensayo desarrollados así como sistemas de adquisición de datos.

El objetivo general de este trabajo es:

“el desarrollo de un procedimiento para estimar los parámetros de ajuste de una determinada ley tensión-deformación de un material metálico a partir de mediciones del incremento de temperatura que se produce al deformarse plásticamente”.

Para cumplir con este objetivo se han planteado los siguientes objetivos secundarios:

- Optimizar los factores del escenario en que se encuentra enmarcado el ensayo y que intervienen en el proceso de teledetección infrarroja.
- Establecer una metodología que permita la realización de ensayos de compresión cuasiestática y de compresión dinámica en materiales metálicos con medición simultánea sincronizada del incremento de temperatura.
- Aplicar la metodología propuesta a una aleación metálica.
- Analizar la influencia fenomenológica que la velocidad de deformación y la temperatura del ensayo tienen en el incremento térmico por deformación.
- Estimar los valores de los parámetros de la ley tensión deformación de Johnson-Cook.
- Obtener la fracción de energía de deformación plástica convertida en calor (parámetro de Quinney-Taylor).

1.3. Contenido

El documento se ha dividido en seis capítulos, en el primero de los cuales se presenta la motivación que justifica la realización y aplicación de este trabajo.

En el segundo capítulo se recoge una revisión de las leyes tensión-deformación más conocidas y las aportaciones más relevantes realizados por otros investigadores en relación con el incremento térmico. También se presentan los fundamentos físicos de los sistemas de teledetección infrarroja, así como las leyes físicas que rigen la emisión, transmisión y detección de la radiación infrarroja (IR).

El tercer capítulo contiene una exposición del procedimiento y la metodología seguida incluyendo el desarrollo de las técnicas experimentales y factores que gobiernan la medición IR.

En el cuarto capítulo se exponen y analizan los resultados experimentales obtenidos, así como las simulaciones numéricas realizadas.

En el capítulo quinto se presentan las conclusiones a las que se ha llegado y los trabajos futuros que se pueden llegar a desarrollar.

Finalmente, se incluyen las publicaciones realizadas, y las referencias bibliográficas utilizadas. En apéndices se incluyen resultados de los ensayos de caracterización mecánica y de medición del incremento térmico en ensayos estáticos y dinámicos, así como otros detalles específicos del trabajo realizado.

CAPÍTULO 2

ANTECEDENTES

2.1. Introducción

En este capítulo se enumeran diferentes expresiones de la ley tensión-deformación para materiales metálicos. Se describen los procesos de deformación relacionados con la variación temporal de energía térmica que un sólido deformable sufre durante el proceso de deformación. Se describen, también, diferentes modelos del coeficiente que cuantifica el trabajo plástico convertido en calor (coeficiente de Quinney-Taylor).

Por ultimo se desarrollan los conceptos fundamentales de la técnica infrarroja de medida que en este trabajo han permitido la medida de la radiación que incide sobre el sistema de imagen infrarrojo, producida tras el proceso de su deformación.

2.2. Proceso de deformación de un material metálico

A continuación se describen brevemente algunos conceptos que intervienen en el proceso de deformación de un sólido y que están relacionados con la variación temporal de energía térmica del sólido.

Deformación elástica

Un material sufre deformaciones elásticas si la variación volumétrica producida por la tensión aplicada o por la temperatura, se recupera totalmente cuando se permite al sólido regresar a su estado tensional original. Existe en procesos de deformación elástica una interrelación entre el trabajo mecánico realizado en un sólido y los cambios en sus propiedades termodinámicas.

Deformación plástica

Una dislocación es un defecto lineal o unidimensional en torno a algunos átomos desalineados. Constituye pues un plano "extra" de átomos insertados en la estructura cristalina.

Todos los materiales contienen algunas dislocaciones que se introducen durante el proceso de solidificación o como consecuencia de tensiones térmicas que resultan del enfriamiento rápido. La densidad de dislocaciones de un material se expresa como la longitud total de dislocación por unidad de volumen.

La deformación plástica corresponde al movimiento de un gran número de dislocaciones. El proceso mediante el cual se produce la deformación plástica por el movimiento de dislocaciones se llama deslizamiento. La deformación plástica macroscópica corresponde simplemente a la deformación permanente que resulta del deslizamiento en respuesta a una tensión cortante aplicada.

La capacidad de un metal para deformarse plásticamente depende de la capacidad de sus dislocaciones para moverse. Un metal que no tuviese dislocaciones que puedan desplazarse resultaría tan frágil como un material cerámico. Así, cuanto menos impedido esté el movimiento de las dislocaciones, mayor será la facilidad con que un metal puede deformarse y, en consecuencia, será más blando y menos resistente; por el contrario, la restricción y el movimiento de las dislocaciones convierte al material en más duro y resistente.

Endurecimiento por deformación

El endurecimiento por deformación es un fenómeno por el cual un metal dúctil se hace más duro y resistente al ser deformado plásticamente. El endurecimiento se explica considerando las interacciones entre los campos de deformación de las dislocaciones. La densidad de dislocaciones aumenta con la deformación con lo cual la distancia media entre éstas disminuye obstaculizándose con ello su crecimiento.

Inestabilidad plástica

En un ensayo de tracción, una vez que la tensión ha alcanzado un cierto valor, las deformaciones se concentran generalmente en la parte central de la probeta apreciándose una acusada reducción de la sección de la probeta (estricción), momento a partir del cual las deformaciones continuarán acumulándose hasta la rotura de la probeta. Los materiales frágiles no sufren estricción ni deformaciones plásticas significativas rompiéndose la probeta de forma brusca.

2.3. Problemas termoviscoplasticos

2.3.1. Ecuaciones que gobiernan el movimiento de un sólido

Las ecuaciones que gobiernan el movimiento de un sólido (ecuaciones de la Mecánica de Sólidos) pueden agruparse en:

- ecuaciones cinemáticas (relaciones entre la deformación y el desplazamiento),
- ecuaciones cinéticas (conservación del momento lineal o ecuaciones de movimiento),
- ecuaciones propias del material (ley de Fourier y la ley tensión-deformación),
- ecuaciones termodinámicas (primera y segunda ley de la termodinámica).

2.3.2. Formulación de modelos termoviscoplasticos

Para formular un modelo de un problema termoviscoplastico, de acuerdo con la teoría matemática de la plasticidad, es necesario:

- 1) establecer una relación explícita entre tensión y deformación que describa el comportamiento del material en régimen elástico,
- 2) formular un criterio de plastificación de manera que una vez rebasada la tensión que lo define se inician las deformaciones plásticas,
- 3) definir reglas de fluencia plástica y de endurecimiento.

Tensor constitutivo elástico

La relación entre la tensión y la deformación elástica viene dada por la expresión:

$$\bar{\sigma} = \bar{D} : \bar{\varepsilon}^e \quad (2.1)$$

donde $\bar{\sigma}$ es el tensor de tensiones, $\bar{\varepsilon}$ el tensor de deformaciones y \bar{D} el tensor constitutivo elástico

Criterio de plastificación

Un criterio de plastificación (superficie de fluencia) es una expresión $f(\sigma, q) \leq 0$ que relaciona las componentes del tensor de tensiones con parámetros internos del material en cada punto, llamados variables de endurecimiento, y que define la evolución de la superficie de fluencia.

La regla de flujo

Una vez que la tensión efectiva alcanza su máximo valor admisible, las deformaciones que se producen tienen una componente elástica, otra plástica y otra térmica $\varepsilon_{ij} = \varepsilon_{ij}^e + \varepsilon_{ij}^p + \varepsilon_{ij}^T$ (hipótesis de descomposición aditiva de la deformación) donde los superíndices **e**, **p** y **T** denotan los calificativos elástica, plástica y térmica respectivamente. Se supone que en el rango de pequeñas deformaciones la velocidad de deformación plástica viene dada por el gradiente de una función potencial plástica f y por un parámetro multiplicador plástico (ley de fluencia plástica o regla de flujo plástico):

$$\dot{\varepsilon}^p = \dot{\lambda} \nabla f(\sigma) \quad (2.2)$$

siendo $\dot{\lambda} \geq 0$, $f(\sigma) \leq 0$ y $\dot{\lambda} f(\sigma) = 0$

Cuando la función potencial coincide con la función que aparece en la expresión que define el criterio de plastificación $f(\sigma, q) \leq 0$, se califica a la plasticidad del material de asociada.

La ley de endurecimiento describe la variación temporal de las variables de endurecimiento:

$$\dot{q} = \lambda \frac{\partial f}{\partial q} \quad (2.3)$$

2.3.3. Análisis numérico de un modelo termoviscoplastico

En el análisis numérico de un modelo termoviscoplastico se han de realizar, generalmente dos tipos de actividades:

- obtener la matriz de módulos tangentes,
- integrar las ecuaciones de la plasticidad.

Matriz de módulos tangentes

Considerando la regla de flujo plástico, el incremento de deformación puede expresarse como:

$$\dot{\sigma} = D : (\dot{\varepsilon} - \dot{\varepsilon}^p) = D : (\dot{\varepsilon} - \dot{\lambda} \nabla f(\sigma)) \quad (2.4)$$

Eliminando el parámetro plástico e imponiendo la condición de consistencia con el criterio de plastificación se obtiene la relación constitutiva

$$\dot{\sigma} = D^{ep}(\sigma) : \dot{\varepsilon} \quad (2.5)$$

donde

$$D^{ep}(\sigma) = \begin{cases} D & \text{si } f(\sigma) < 0 \\ D - \frac{D : \nabla f(\sigma) \otimes \nabla f(\sigma) : D}{\nabla f(\sigma) : D : \nabla f(\sigma)} & \text{si } f(\sigma) > 0 \end{cases} \quad (2.6)$$

La matriz constitutiva elasto-plástica $D^{ep}(\sigma)$ describe la relación entre el incremento de tensión y el de deformación cuando la tensión efectiva del material ha alcanzado su máximo valor admisible y, por tanto, los incrementos de tensión

llevan aparejada una componente plástica en el incremento de deformación correspondiente.

Integración de las ecuaciones de la plasticidad

La integración de la ecuación diferencial $\dot{\sigma} = D^{ep}(\sigma) : \dot{\varepsilon}$ es, generalmente, complicada y solo añadiendo condiciones muy restrictivas como que la velocidad de deformación sea constante, se pueden encontrar soluciones exactas, requiriéndose, en consecuencia, utilizar métodos numéricos de integración..

El método de integración llamado “Retorno radial” es un proceso iterativo consistente en dos pasos, uno primero predictor elástico seguido de uno de corrección plástica.

Para utilizar este método, se plantean tanto el criterio de fluencia como la deformación plástica en el plano octaédrico en tensiones y deformaciones desviadoras.

2.4. Leyes tensión-deformación para materiales metálicos

La literatura científica ofrece diversas expresiones de leyes tensión–deformación aplicables a metales que han sido planteadas a partir de diferentes consideraciones. A continuación se enumeran y describen someramente algunas de ellas.

- Ludwik [1] propuso una dependencia logarítmica que resulta bastante aproximada para ciertos metales en ciertos rangos de deformación.

$$\sigma = \sigma_1 + \sigma_0 \ln \frac{\dot{\varepsilon}^p}{\dot{\varepsilon}_0} \quad (2.7)$$

donde σ_0 , σ_1 y $\dot{\varepsilon}_0$ son constantes. Esta ecuación predice comportamientos de forma satisfactoria siempre que σ , no aumente rápidamente con deformación.

- Malvern y Pittsburgh [2] propusieron el modelo de comportamiento siguiente:

$$\sigma = f(\varepsilon) + \ln(1 + b\dot{\varepsilon}^p) \quad (2.8)$$

donde $\sigma = f(\varepsilon)$ es la gráfica tensión deformación estática, $\dot{\varepsilon}^p$ es la velocidad de deformación plástica y b es una constante característica del material.

- Alder y Philips [3] trabajando con Cu por encima de 600 °C, con aluminio por encima de 500 °C y con acero en el intervalo 930 a 1200 °C pudieron sumarizar sus resultados en la expresión, válida en el rango de velocidad de deformación 1 a 40 s⁻¹.

$$\sigma = \sigma_0 \dot{\varepsilon}^n \quad (2.9)$$

donde σ_0 y n son constantes.

- Macgregor y Fisher [4] [5] introdujeron la idea de temperatura modificada por la velocidad.

$$T_m = T \left(1 - m \ln \frac{\dot{\varepsilon}^p}{\dot{\varepsilon}_0} \right) \quad (2.10)$$

donde T es la temperatura de ensayo, m y $\dot{\varepsilon}_0$ son constantes. Esta expresión implica el resultado cualitativo de que un incremento en la velocidad de deformación equivale a un decremento en la temperatura.

- Malvern [5] planteó una ecuación de la forma:

$$\dot{\varepsilon} = \frac{\sigma}{E} + F[\sigma - \sigma(\varepsilon)] \quad (2.11)$$

donde $\sigma = \sigma(\varepsilon)$ es la gráfica tensión-deformación estática. Formas especiales de la ecuación de Malvern son:

$$\begin{aligned}\dot{\varepsilon} &= \frac{\sigma}{E} + D \left[\frac{\sigma}{\sigma_0} - 1 \right]^p \\ \dot{\varepsilon} &= \frac{\sigma}{E} + A \left[e^{\frac{\sigma}{\sigma_0} - 1} - 1 \right]\end{aligned}\tag{2.12}$$

donde A, D , y p son constantes empíricas y σ_0 el límite elástico estático.

- Ripperberger [6] demostró en su trabajo sobre propagación de ondas plásticas que sus datos experimentales pueden aproximarse mejor modificando la ecuación de Malvern como:

$$\dot{\varepsilon} = \frac{1}{\tau} \left[\frac{\sigma - \sigma_0(\varepsilon)}{\sigma_0(\varepsilon)} \right]^m\tag{2.13}$$

donde τ es el tiempo de relajación del material, $\sigma_0(\varepsilon)$ la tensión estática correspondiente a la deformación ε , $\sigma - \sigma_0(\varepsilon)$ el exceso de tensión al cual el material está sujeto a la velocidad de deformación dada.

- Bodner y Partom [7] formularon una ley tensión-deformación aplicable a materiales (FCC ó BCC) viscoplásticos con endurecimiento por deformación para grandes deformaciones e historias de carga variable. Un detalle interesante de este modelo es que en su formulación, desglosa la deformación total en dos componentes una elástica y otra plástica siendo ambas funciones de todas las variables de estado.

$$\sigma = \sigma_0(\bar{\varepsilon}^p) \left(1 + \frac{\dot{\bar{\varepsilon}}^p}{D} \right)^{\frac{1}{m}}\tag{2.14}$$

donde σ_0 es la tensión plástica equivalente en condiciones estáticas y $\dot{\bar{\varepsilon}}^p$ es la velocidad de deformación plástica equivalente.

- Como una modificación de la ley propuesta por Lindholm [8], contabilizando el efecto del endurecimiento por deformación, (Campbell et al., [9]):

$$\sigma = A\varepsilon^n \left(1 + mL_n \left(1 + \frac{\dot{\varepsilon}^p}{B} \right) \right) \quad (2.15)$$

- Johnson [10] planteó una expresión en la que se tiene en cuenta el endurecimiento por deformación, la velocidad de deformación y la temperatura.

$$\sigma = \left[\sigma(\varepsilon) + C_1 \ln(\dot{\varepsilon}^p) \right] (C_2 + C_3 T) \quad (2.16)$$

donde $\sigma(\varepsilon)$ es una tensión cuasiestática equivalente y $\dot{\varepsilon}^p$ es la velocidad de deformación plástica equivalente.

- Johnson y Cook [11] plantearon la siguiente expresión para la tensión Von Mises:

$$\sigma = \left(A + B(\bar{\varepsilon}^p)^n \right) \left(1 + C \ln \left(\frac{\dot{\varepsilon}^p}{\dot{\varepsilon}_0} \right) \right) (1 - T^{*m}) \quad (2.17)$$

donde $\bar{\varepsilon}^p$ es la deformación plástica equivalente, $\dot{\varepsilon}^p$ la velocidad de deformación plástica equivalente normalizada para una $\dot{\varepsilon}_0$ de referencia y T^* la temperatura homóloga $T^* = (T - T_{amb} / T_{fusion} - T_{amb})$. En esta expresión los efectos de la deformación, la velocidad de deformación y la temperatura están desacoplados por lo que los parámetros se pueden obtener de forma sencilla. El modelo de Johnson y Cook (aplicable a metales BCC y FCC) es incremental en la velocidad de deformación. Este hecho implica que, para su utilización, se requiera conocer la relación incremental entre la velocidad de deformación y el trabajo de endurecimiento (Liang y Khan, [12]).

- Analizando el comportamiento rígido-plástico de barras sujetas a cargas dinámicas, Cowper-Symonds et al., [13] propusieron la ecuación:

$$\sigma = \sigma_0 \left(1 + \left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0} \right)^m \right) \quad (2.18)$$

donde σ_0 es el límite elástico en un ensayo de tracción estática uniaxial y $\dot{\epsilon}_0$ y m son constantes del material. Este modelo es de origen empírico y se empleó originalmente para el análisis de estructuras sometidas a choque en las que el efecto viscoso es predominante.

- Zerilli y Armstrong [14] han considerado conceptos de dinámica de las dislocaciones para desarrollar un modelo que tiene en cuenta la deformación, la velocidad de deformación y la temperatura en el flujo plástico de un modo acoplado. Este modelo toma forma diferente según la clase cristalográfica del metal. Así, para materiales policristalinos con una estructura atómica centrada en las caras, (FCC) la tensión efectiva vendría dada por:

$$\sigma = C_0 + C_2(\bar{\epsilon}^p)^{1/2} \exp(-C_3T + C_4T \ln \dot{\bar{\epsilon}}^p) \quad (2.19)$$

donde C_0, C_2, C_3, C_4 , son constantes del material; para materiales policristalinos con estructura cúbica centrada en el cuerpo, (BCC), han encontrado la expresión:

$$\sigma = C_0 + C_1 \exp(-C_3T + C_4T \ln \dot{\bar{\epsilon}}^p) + C_5(\bar{\epsilon}^p)^n \quad (2.20)$$

- Khan y Huang [15] propusieron un modelo constitutivo aplicable a metales FCC y BCC que es muy similar al modelo de Bodner y Partom [7] que permite predecir el comportamiento del material en un muy amplio rango de velocidades de deformación.
- Burgahn et al., [16] presentan una ley tensión-deformación válida para ser aplicada a aceros y cuyo desarrollo está basado en la teoría de las dislocaciones. La tensión plástica se desglosa en la suma de una componente atérmica, σ_G , y de una componente térmica, σ_0 .

$$\sigma = \sigma_G + \sigma_0 \left[1 - \left(\frac{T}{T_0} \right)^n \right]^m \quad T < T_0 \quad (2.21)$$

- Tanimoto et al [17] proponen una ley tensión-deformación viscoplástica en la cual la deformación se considera desglosada en tres componentes $\sigma = \sigma_e + \sigma_\eta + \sigma_{vp}$ obedeciendo la parte elástica a la ley de Hooke y las derivadas de las componentes plástica y viscoplástica a expresiones específicas.
- Wei [18] plantea una ley tensión-deformación dependiente de la temperatura que describe el comportamiento dinámico de materiales plásticos, dependientes de la velocidad de deformación que no exhiben efectos de la evolución de la velocidad de deformación. La tensión se descompone en dos partes independientes $\sigma = \sigma_s + \sigma_\eta$, donde:

$$\begin{aligned}\sigma_s(T, \varepsilon) &= E(T)(\varepsilon + \varepsilon_0)^{n(T)} \\ \sigma_\eta(T, \dot{\varepsilon}^p) &= S(T)\dot{\varepsilon}^{p_m(T)} \rightarrow \varepsilon \leq \varepsilon_c \\ \sigma_\eta(T, \dot{\varepsilon}^p) &= A(T) + B(T)\dot{\varepsilon}^p \rightarrow \varepsilon > \varepsilon_c\end{aligned}\quad (2.22)$$

- El-Magd et al., [19, 20] han planteado ley tensión-deformación en la que se desacopla el efecto de la velocidad de deformación y el de la temperatura:

$$\begin{aligned}\sigma_{is} &= f(\bar{\varepsilon}^p, \dot{\varepsilon}^p)g(T) \\ \text{donde:} \\ f(\bar{\varepsilon}^p, \dot{\varepsilon}^p) &= K(\bar{\varepsilon}^p)^n + \eta\dot{\varepsilon}^p \\ g(T) &= e^{\frac{-\beta(T-T_0)}{T_m}}\end{aligned}\quad (2.23)$$

El trabajo de endurecimiento puede describirse mediante una ley potencial y la influencia de la velocidad de deformación mediante una ley lineal. La influencia de la temperatura puede concretarse en una ley exponencial. Siendo T , T_0 y T_m representan la temperatura del ensayo, la temperatura de referencia y la temperatura de fusión respectivamente.

- Mimura y Tanimura [21] plantean la siguiente relación entre tensión plástica y deformación:

$$\sigma = \sigma_s(\bar{\varepsilon}^p, T) + C(\bar{\varepsilon}^p, T) \ln\left(\frac{\dot{\bar{\varepsilon}}^p}{\dot{\varepsilon}_s}\right) + B\left(\frac{\dot{\bar{\varepsilon}}^p}{\dot{\varepsilon}_u}\right)^m \quad (2.24)$$

donde σ_s es el límite elástico cuasiestático como una función de la deformación plástica $\bar{\varepsilon}^p$ y de la temperatura T , C es el gradiente de sensibilidad a la velocidad de deformación (el módulo tangencial del diagrama σ_s vs el logaritmo de la deformación plástica), B y m son constantes del material, $\dot{\varepsilon}_s$ es la velocidad de deformación cuasiestática de referencia y $\dot{\varepsilon}_u$ es la velocidad de deformación unitaria. El segundo término del miembro de la derecha de esta ecuación representa el efecto de la activación térmica del movimiento de dislocación en la tensión plástica mientras que el tercer término representa el efecto de la viscosidad en el flujo plástico.

- Macdougall y Harding [22, 23] han presentado una ley tensión-deformación basada en la expresión de Zerilli-Armstrong (deducida esta para materiales BCC y FCC) aplicable a una aleación (Ti6Al4V) de Titanio que es un metal HCP. Basándose en el concepto de dislocación cinemática y cinética, Nemat-Nasser y Yulong [24] han desarrollado un modelo aplicable a policristales de materiales FCC.
- Rusinek y Klepaczko [25] plantean una ley tensión-deformación de tipo termo-visco-plástico que permite tener en cuenta el endurecimiento por deformación, la sensibilidad a la velocidad de deformación y la sensibilidad a la temperatura. Desglosan la tensión en dos partes, una que considera el endurecimiento propio del material y otra que recoge el acoplamiento entre velocidad de deformación y temperatura asociado a procesos de activación térmica.

$$\sigma(\bar{\varepsilon}^p, \dot{\bar{\varepsilon}}^p, T) = \frac{E(T)}{E_0} \left[\sigma_\mu(\bar{\varepsilon}^p, \dot{\bar{\varepsilon}}^p, T) + \sigma^*(\dot{\bar{\varepsilon}}^p, T) \right] \quad (2.25)$$

Las expresiones para las dos componentes de la tensión y la relación entre $E(T)$ y E_0 vienen dadas por[26]:

$$\begin{aligned}\frac{E(T)}{E_0} &= 1 - \frac{T}{T_m} \exp \left[T^* \left(1 - \frac{T}{T_m} \right) \right] \\ \sigma_\mu &= B(\dot{\varepsilon}^p, T) (\varepsilon_0 + \bar{\varepsilon}^p)^{n(\dot{\varepsilon}^p, T)} \\ \sigma^* &= \sigma_0^* \left[1 - D_1 \left(\frac{T}{T_m} \right) \log \left(\frac{\dot{\varepsilon}_{\max}}{\dot{\varepsilon}^p} \right) \right]^{1/m}\end{aligned}\quad (2.26)$$

siendo los parámetros de endurecimiento, $B(\dot{\varepsilon}^p, T)$, $n(\dot{\varepsilon}^p, T)$ dependientes de la temperatura y de la velocidad de deformación, σ_0^* es la tensión efectiva a $T=0\text{ K}$, D_1 es una constante del material, ε_{\max} es el limite superior de la velocidad de deformación y $1/m$ un coeficiente que caracteriza la sensibilidad del material a la temperatura y ala velocidad de deformación, que a su vez es dependiente de ambas magnitudes.

El exponente de endurecimiento por deformación y el modulo de plasticidad son, a su vez, función de la velocidad de deformación y de la temperatura, según la expresión

$$\begin{aligned}n(\dot{\varepsilon}^p, T) &= n_0 \left[1 - D_2 \left(\frac{T}{T_m} \right) \log \left(\frac{\dot{\varepsilon}^p}{\dot{\varepsilon}_{\min}} \right) \right] \\ B(\dot{\varepsilon}^p, T) &= B_0 \left(\left(\frac{T}{T_m} \right) \cdot \log \left(\frac{\dot{\varepsilon}_{\max}}{\dot{\varepsilon}^p} \right) \right)^{-\nu}\end{aligned}\quad (2.27)$$

donde n_0 es el exponente de endurecimiento por deformación a $T=0\text{ K}$, D_2 es una constante, $\dot{\varepsilon}_{\min}$ es el limite inferior de la velocidad de deformación, B_0 es modulo de plasticidad a $T=0\text{ K}$, y ν un coeficiente que caracteriza la sensibilidad a la temperatura.

Se han llevado a cabo muchas y excelentes revisiones respecto a la forma práctica de la ley tensión-deformación; son de destacar la revisión de Campbell

[9] basada en la activación térmica de las dislocaciones, la de Duffy [27] en la que se enfatiza el efecto de la historia de la velocidad de deformación, la de Klepaczko [28] sobre los desarrollos recientes en modelos constitutivos para materiales metálicos, la de Harding [22, 23] en la que analiza el comportamiento mecánico de materiales compuestos y materiales no metálicos.

2.5. Formulación del problema deformación vs incremento térmico

En general, la solución de un problema termo-mecánico consiste en obtener los campos de desplazamientos, tensiones y deformaciones, así como la variación temporal de energía como balance de la energía mecánica comunicada y con la energía calorífica recibida y evacuada.

En este trabajo se presta especial atención a los conceptos termodinámicos que permiten establecer las fuentes internas de calor asociadas a procesos de deformación.

2.5.1. Fuentes internas de calor

Puede demostrarse experimentalmente y justificarse teóricamente la interrelación entre el trabajo mecánico realizado sobre un sólido deformable (sometido a sollicitaciones termodinámicas) y los cambios en sus propiedades termodinámicas. El primer principio de la termodinámica, [29, 30], expresa la variación de energía como.

$$\frac{de}{dt} = \sigma : D + r - \nabla \cdot \vec{q} \quad (2.28)$$

donde e es la energía interna por unidad de volumen, σ el tensor de tensiones, D el tensor velocidad de deformación ($D \approx \dot{\epsilon}$ para pequeñas deformaciones), r es el calor generado por las fuerzas internas por unidad de volumen y \vec{q} (vector flujo de calor por unidad de volumen) el flujo de calor por conducción que entra a través del contorno del sólido.

El segundo principio de la termodinámica postula que la tasa temporal de producción de entropía $\dot{\eta}$, es siempre mayor o igual a la potencia calorífica dividida por la temperatura (desigualdad de Clausius-Planck), para un volumen D , con frontera ∂D .

$$\frac{d\eta}{dt} \geq \int_D \frac{r}{T} dD - \int_{\partial D} \frac{q}{T} ds \rightarrow \forall D \quad (2.29)$$

Utilizando el teorema de la divergencia se puede expresar la tasa de generación local de entropía como:

$$\dot{\eta} + \nabla \cdot \left(\frac{q}{T} \right) - \frac{r}{T} \geq 0 \quad (2.30)$$

La disipación de energía por unidad de volumen ϕ , se puede representar por combinación de la ecuación de Clausius-Planck con la forma local de la ecuación de balance de la energía (ecuación 2.28). Otra posibilidad es expresarla en función de la energía libre de Helmboltz ψ , utilizando la definición de la energía libre por unidad de volumen, $\psi = e - T\eta$.

$$\begin{aligned} \phi &= \left[T\dot{\eta} - \dot{e} + \sigma : \dot{\epsilon} + Tq \cdot \nabla \left(\frac{1}{T} \right) \right] \geq 0 \\ \phi &= \left[-(\dot{\psi} + \eta\dot{T}) + \sigma : \dot{\epsilon} + Tq \cdot \nabla \left(\frac{1}{T} \right) \right] \geq 0 \end{aligned} \quad (2.31)$$

donde :

- $\phi_1 = \sigma : \dot{\varepsilon} - (\dot{\psi} + \eta \dot{T}) \geq 0$, es la disipación de energía mecánica por unidad de volumen.
- $\phi_2 = \frac{q}{T} \cdot \nabla q \geq 0$, es la disipación de energía térmica por unidad de volumen.

La ecuación de propagación de calor, para un estado termodinámico que se define por un cierto número de variables de estado observables como la temperatura, T , la deformación, ε , y de variables internas como la deformación elástica, ε^e , la deformación plástica, ε^p , y otras variables internas, V_k , (endurecimiento, gradientes térmicos, densidad de dislocaciones, configuración de microfisuras y cavidades, etc.) puede expresarse a partir de la primera ley termodinámica, de la variación de entropía $\dot{\eta}$ [31] y de la ley de Fourier $\vec{q} = -K \nabla T$ como:

$$\left. \begin{aligned} \dot{\eta} &= \frac{\partial}{\partial t} \left(-\frac{\partial \psi[\varepsilon^e, T, V_k]}{\partial T} \right) \\ \dot{\eta} &= -\frac{\partial^2 \psi}{\partial T^2} \dot{T} - \frac{\partial^2 \psi}{\partial T \partial \varepsilon^e} : \dot{\varepsilon}^e - \frac{\partial^2 \psi}{\partial T \partial V_k} \dot{V}_k \\ \dot{\eta} &= -\frac{\partial \eta}{\partial T} \dot{T} - \frac{\partial \sigma}{\partial T} : \dot{\varepsilon}^e - \frac{\partial A_k}{\partial T} \dot{V}_k \end{aligned} \right\} C \dot{T} - K \Delta T = \left(\phi + T \frac{\partial \sigma}{\partial T} : \dot{\varepsilon}^e - T \frac{\partial A_k}{\partial T} \dot{V}_k \right) \quad (2.32)$$

donde $A_k = \partial \psi[\varepsilon^e, T, V_k] / \partial V_k$ define las variables termodinámicas asociadas a las variables internas.

Incremento térmico asociado a la deformación elástica

En elasticidad se definen la temperatura y la deformación como variables observables siendo nulas la deformación plástica ($\varepsilon^p = 0$) y las variables internas ($V_k = 0$). De la ecuación de la propagación del calor (ecuación 2.32), se obtiene una expresión en la que se relaciona el incremento de tensión hidrostática con el incremento de temperatura en el material [32].

$$C\dot{T} - K\Delta T = \left(T \frac{\partial \sigma[\varepsilon^e, T]}{\partial T} : \dot{\varepsilon}^e \right) \quad (2.33)$$

siendo:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial T} &= - \left[\frac{E\alpha}{1-2\nu} \right] \delta_{ij} \quad (i = j) \\ \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial T} &= 0 \quad (i \neq j) \end{aligned}$$

Para el caso de deformación axial adiabática ($k\Delta T = 0$), puede demostrarse que la variación de temperatura con la deformación obedece a la expresión.

$$\Delta T = - \left[\frac{E\alpha}{1-2\nu} \right] \frac{T_0 \Delta T r(\varepsilon)}{C} \quad (2.34)$$

Incremento térmico asociado a la deformación plástica

En plasticidad y viscoplasticidad se definen las variables observables temperatura y deformación y las variables internas deformación elástica, deformación plástica, así como otras variables internas V_k . La ecuación de propagación de calor (ecuación 2.32), se puede representar como (expresión 2.35):

$$C\dot{T} - K\Delta T = \left(T \frac{\partial^2 \psi[\varepsilon^e, T, V_k]}{\partial T \partial \dot{\varepsilon}^e} : \dot{\varepsilon}^e + \sigma : \dot{\varepsilon} - \frac{\partial \psi[\varepsilon^e, T, V_k]}{\partial \varepsilon^e} : \dot{\varepsilon}^e - \frac{\partial \psi[\varepsilon^e, T, V_k]}{\partial V_k} : \dot{V}_k - T \frac{\partial^2 \psi[\varepsilon^e, T, V_k]}{\partial T \partial V_k} : \dot{V}_k \right)$$

donde:

- $K\Delta T$, representa la pérdida de calor por conductividad,
- $\dot{Q}^e = T \frac{\partial^2 \psi[\varepsilon^e, T, V_k]}{\partial T \partial \dot{\varepsilon}^e} : \dot{\varepsilon}^e$ es el incremento térmico termoelástico,
- $\dot{Q}^p = \underbrace{\sigma : \dot{\varepsilon} - \frac{\partial \psi[\varepsilon^e, T, V_k]}{\partial \varepsilon^e} : \dot{\varepsilon}^e}_{\dot{W}^p} - \underbrace{\frac{\partial \psi[\varepsilon^e, T, V_k]}{\partial V_k} : \dot{V}_k}_{\dot{E}_{Almacenada}}$, es el incremento térmico termoplástico,
- $T \frac{\partial^2 \psi[\varepsilon^e, T, V_k]}{\partial T \partial V_k} : \dot{V}_k$, es el incremento térmico asociado al acoplamiento entre la

variable de temperatura y variables internas.

Aceptando que las condiciones del proceso de deformación permitan considerar que el incremento térmico en el material no influye en el endurecimiento de éste, el último sumando puede anularse.

Utilizando el coeficiente de Quinney-Taylor, β , como fracción de trabajo plástico convertido en calor [33], la relación anterior puede expresar de manera general como:

$$\dot{T} - k\Delta T = -\left(\frac{E\alpha}{1-2\nu}\right)\frac{T_0\Delta Tr(\varepsilon)}{\rho C_p} + \frac{\beta}{\rho C_p}\sigma : \dot{\varepsilon}^p \quad (2.36)$$

siendo C_p el calor específico a presión constante, ρ la densidad, k la difusividad térmica, α el coeficiente de expansión térmica, E el modulo elástico, T_0 ν el coeficiente de Poisson. En la ecuación anterior,

- \dot{T} , representa la variación de temperatura por unidad de volumen,
- $-\left(\frac{E\alpha}{1-2\nu}\right)\frac{T_0\Delta Tr(\varepsilon)}{\rho C_p}$, representa el incremento de temperatura asociado a la deformación elástica (ecuación 2.34), donde la variación volumétrica: $\frac{\Delta V}{V_0} = Tr(\varepsilon) = \pm \frac{Tr(\sigma)}{E}(1-2\nu)$,
- $\frac{\beta}{\rho C_p}\sigma : \dot{\varepsilon}^p$, representa el incremento de temperatura asociado a las deformaciones plásticas irreversibles.

En procesos rápidos, la hipótesis de trabajo generalmente asumida es que no hay pérdida de calor por conductividad (proceso adiabático, $k\Delta T=0$) y que no se producen incrementos locales de temperatura (bandas de cortante adiabáticas). Si además, se desprecia el incremento de temperatura asociado a la deformación elástica, la ecuación 2.36 puede integrarse obteniendo:

$$\Delta T(\varepsilon_0^p) = \int_0^{\varepsilon_0^p} \frac{\beta}{\rho C_p} \sigma : d\varepsilon^p \quad (2.37)$$

2.5.2. Coeficiente de Quinney-Taylor

El coeficiente de Quinney-Taylor, β , se ha definido como la fracción de trabajo plástico convertido en calor durante un proceso de deformación isotérmico (existe transferencia de calor desde el material o hacia el material) ó adiabático (la variación de energía interna solo es causada por el trabajo mecánico efectuado en el material).

Para un proceso termo-mecánico, no necesariamente adiabático, β es una variable cuyo valor depende de su evolución previa. Aceptar que es constante es una aproximación admisible, pero que no está soportada por evidencias experimentales rigurosas.

Un modelo constitutivo termoviscoplastico que sea completo, deberá considerar la energía térmica como una parte de la diferencia entre el trabajo de deformación plástica y la energía de deformación plástica almacenada (ecuación 2.35).

Se han desarrollado diferentes modelos de este coeficiente basados en aproximaciones experimentales, y en balances de energía (figura 2.1). Otra vía para obtener la evolución de β es mediante el uso de modelos microestructurales, Zehnder [34], Aravas et al. [35].

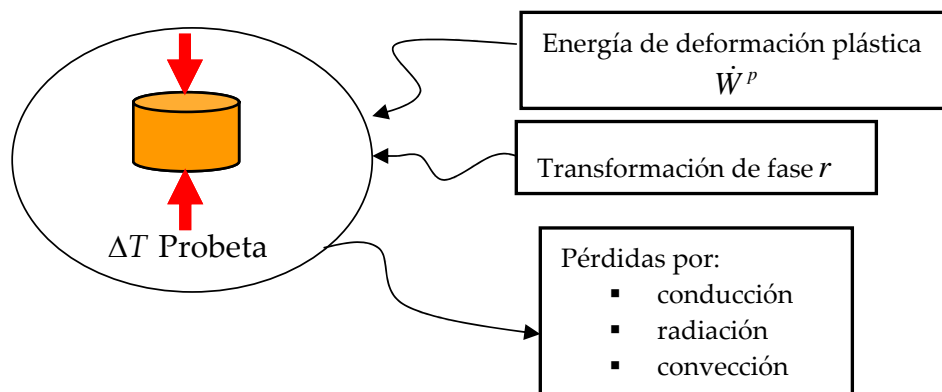


Figura 2.1: Sistema de fuentes de calor.

Modelo de Rosakis

Rosakis [36] realizó un estudio experimental de la variación temporal del coeficiente de Quinney-Taylor, concluyendo que la energía almacenada, $\bar{E}(\varepsilon^p)$, es función de la variable interna de deformación plástica. Para el sistema mostrado en la figura 2.1 (excluyendo la transformación de fase), el incremento térmico producido por la deformación plástica en la probeta, se puede escribir como diferencia entre la variación del trabajo plástico y la variación de la energía almacenada.

$$\begin{cases} C\dot{T} = \sigma(\varepsilon, \dot{\varepsilon}^p, T) \cdot \dot{\varepsilon}^p - \frac{d\bar{E}(\varepsilon^p)}{d\varepsilon_p} \cdot \dot{\varepsilon}^p \\ \beta = \frac{\dot{Q}^p}{\dot{W}^p} = 1 - \frac{\dot{\bar{E}}(\varepsilon^p)}{\dot{W}^p} = 1 - \frac{\frac{d\bar{E}(\varepsilon^p)}{d\varepsilon^p} \cdot \dot{\varepsilon}^p}{\dot{W}^p} \end{cases} \quad (2.38)$$

Dado que $\dot{W}^p = \sigma(\varepsilon, \dot{\varepsilon}^p, T)$, la fracción de trabajo convertido en calor se escribe a partir de las ecuaciones anteriores como:

$$\beta = \frac{\dot{Q}^p}{\dot{W}^p} = 1 - \frac{\frac{d\bar{E}(\varepsilon^p)}{d\varepsilon^p}}{\sigma(\varepsilon, \dot{\varepsilon}^p, T)} \quad (2.39)$$

En materiales con transformación de fase, el incremento térmico producido por la deformación plástica en la probeta, ha sido aproximado en algunos estudios [37] como la suma entre la variación del trabajo plástico y la variación de la energía producida por transformación de fase.

Modelo de Zehnder

Zehnder propone un modelo basado en el cálculo de la energía por unidad de densidad de dislocaciones. Define un factor $K(\varepsilon^p)$, como el cociente entre el módulo de elasticidad del material y el módulo de rigidez tangente.

$$K(\varepsilon^p) = \frac{E}{\frac{\partial \sigma}{\partial \varepsilon^p}} \quad (2.40)$$

Establece la relación entre la derivada temporal de la energía de deformación almacenada y la derivada temporal de la energía de deformación plástica, como:

$$\frac{\dot{\bar{E}}(\varepsilon^p)}{\dot{W}^p} \approx \frac{1}{K} \approx \frac{\partial \sigma}{\partial \varepsilon^p} \cdot \frac{1}{E} \quad (2.41)$$

La fracción de trabajo plástico que se convierte en calor generado puede expresarse entonces, a través de la energía de deformación de dislocaciones almacenada [38, 39], la tensión y la variación temporal de la tensión necesaria para producir el movimiento de las dislocaciones [40].

$$\begin{cases} \beta = \frac{\dot{Q}^p}{\dot{W}^p} = 1 - \frac{\dot{\bar{E}}(\varepsilon^p)}{\dot{W}^p} \\ \beta \approx 1 - \frac{\partial \sigma}{\partial \varepsilon^p} \cdot \frac{1}{E} \end{cases} \quad (2.42)$$

2.6. Medición del incremento térmico

Para cuantificar la diferencia de energía térmica entre dos estados en un proceso de deformación se utilizan preferentemente dos técnicas: los termopares y la termografía infrarroja.

La primera técnica utiliza termopares de respuesta rápida insertados en el material. Para conseguir una buena medida utilizando termopares se ha de garantizar un buen contacto del termopar con el material. La ventaja del uso de termopares está en que están bien calibrados en un amplio rango de temperaturas y en que posibilitan la monitorización de la temperatura en el interior del espécimen. Sin embargo esta técnica de medida es objeto de controversia pues,

además de ser invasiva, tiene el problema, en el caso de procesos dinámicos, del excesivo tiempo que tarda el sensor en alcanzar el equilibrio térmico [41 - 44].

La termografía infrarroja es una tecnología de medición de temperatura bien establecida, con aplicaciones militares, industriales, medioambientales etc., [45 - 48]. Esta técnica utiliza cámaras IR calibradas radiométricamente teniendo en cuenta las leyes de radiación. Presenta importantes ventajas frente al uso de termopares: es una técnica no invasiva, permite la medida simultánea de todos los puntos de la superficie de la probeta y ofrece rápidos tiempos de respuesta (no necesita estabilización térmica del detector).

En este trabajo se ha utilizado la termografía IR para la medida cualitativa y cuantitativa de la radiación que incide sobre el sistema de imagen IR, producida en un proceso de deformación.

2.6.1. Fundamentos de la termografía infrarroja

La adquisición de información sobre un objeto sin contacto físico se puede realizar en muchas zonas del espectro electromagnético, habiéndose limitado este trabajo a la teledetección infrarroja. Una de las características de la teledetección IR respecto de otras bandas de emisión espectral, es la importancia que tiene la radiación emitida por un material metálico, tras un proceso de deformación.

La energía que transportan las ondas electromagnéticas se denomina energía radiante, $Q [J]$. Esta magnitud describe la energía radiada por una fuente en un intervalo de tiempo dado. En infrarrojo se utilizan detectores que responden a la potencia incidente sobre ellos con un tiempo de respuesta determinado. Esto hace que sea mucho más práctico utilizar como magnitud para caracterizar la radiación incidente el flujo radiante o potencia radiante, $\Phi [W]$. Lógicamente la potencia detectada dependerá del área del detector, por lo que es conveniente definir una magnitud que represente la potencia incidente por unidad de área y

que se denomina genéricamente densidad de flujo. No obstante, el nombre de esta magnitud varía en función de que la potencia incidente por unidad de área sea detectada, y entonces se denomina irradiancia $E[W/m^2]$, o emitida, en cuyo caso se denomina exitancia, $M[W/m^2]$.

El objetivo de los cálculos radiométricos es estimar la irradiancia que una determinada fuente de exitancia conocida produce sobre el detector, o bien conocer la exitancia de una fuente a partir de la irradiancia detectada. Para realizar estos cálculos es conveniente definir una nueva magnitud: la radiancia, $L[W/m^2.sr]$.

El estudio teórico de la radiación térmica culmina con la ley de Planck [49, 50], considerada como la ley fundamental de la radiación y de la cual, las leyes de Wien y Stefan-Boltzman son casos particulares.

Ley de Planck

La ley de Planck describe la emisión espectral de la radiación de un cuerpo negro que está a una temperatura absoluta T . Su exitancia espectral (potencia emitida por unidad de área e intervalo espectral) puede ser expresada según la siguiente función empírica propuesta por Planck:

$$M_{CN}(\lambda, T) = \frac{C_1 \cdot \lambda^{-5}}{\exp\left(\frac{C_2}{\lambda T}\right) - 1} \quad (2.43)$$

donde

$$C_1 = 2\pi hc_0^2 = 3.7413 \times 10^{-16} W \cdot m^2$$

$$C_2 = hc_0 / k_B = 1.4388 \times 10^{-2} m \cdot K$$

Para $\lambda T \ll C_2$, se puede aproximar $\exp\left(\frac{C_2}{\lambda T}\right) - 1 \cong \exp\left(\frac{C_2}{\lambda T}\right)$, con lo cual

$$M_{CN}(\lambda, T) \cong \frac{C_1 \cdot \lambda^{-5}}{\exp\left(\frac{C_2}{\lambda T}\right)} \quad (2.44)$$

función que se representa en la gráfica de la figura (figura 2.2).

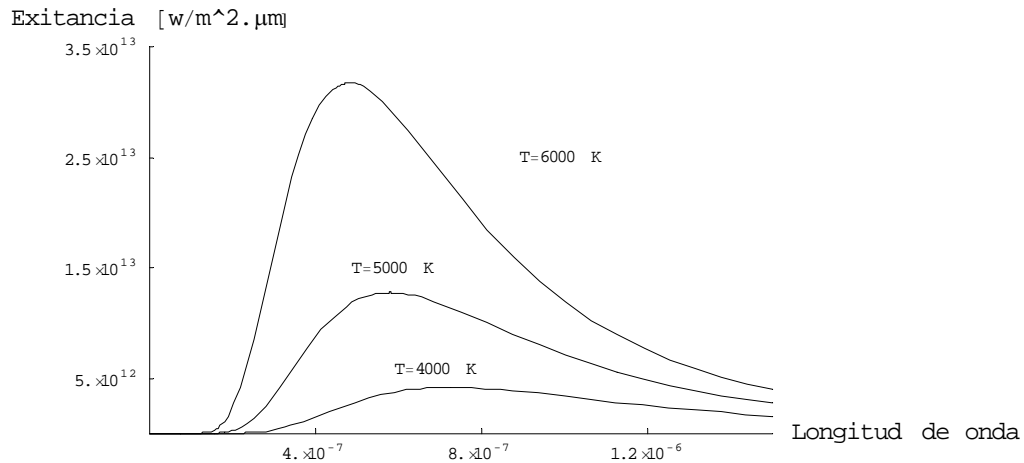


Figura 2.2: Excitancia espectral de un cuerpo negro a varias temperaturas.

Ley de Wien

La longitud de onda a la cual la potencia emisora del cuerpo negro alcanza un valor máximo para una temperatura dada, se deduce de la ley de Planck imponiendo la condición de máximo.

$$\frac{\partial M_{CN}}{\partial \lambda} = 0 = \frac{-5C_1}{\lambda_{\max}^6} \frac{1}{\exp[C_2 / \lambda_{\max} T] - 1} + \frac{C_1 C_2}{\lambda_{\max}^7 T} \frac{\exp[C_2 / \lambda_{\max} T]}{(\exp[C_2 / \lambda_{\max} T] - 1)^2} \quad (2.45)$$

La solución de la ecuación (2.45) es:

$$\lambda_{\max} T = 2.898 \times 10^{-3} \text{ m.K} \quad (2.46)$$

siendo λ_{\max} la longitud de onda correspondiente al máximo de potencia emisora de una superficie negra a la temperatura T. Substituyendo 2.46 en 2.44 se obtiene la relación entre la exitancia espectral máxima y la temperatura.

Ley de Stefan-Boltzmann

La ley de Stefan-Boltzman relaciona la energía total radiada por un cuerpo negro por unidad de superficie y por unidad de tiempo con su temperatura. Se obtiene por integración de la distribución de Planck en una región del espectro limitada por las longitudes de onda λ_1 y λ_2 .

$$M_{CN} = \int_0^{\infty} M_{CN}(\lambda) d\lambda = \sigma_{\text{Stefan-Boltzmann}} \cdot T^4 \quad (2.47)$$

donde M_{CN} es la excitancia total emitida por un cuerpo negro y $\sigma_{\text{Stefan-Boltzmann}}$ es la constante de Stefan-Boltzmann $5.6697 \times 10^{-8} \text{ W / cm}^2 \cdot \text{K}^4$.

Las expresiones para cuerpo negro pueden también ser utilizadas para cualquier fuente si se tiene en cuenta su eficiencia como radiador. El factor de emisividad se define como la relación entre la excitancia espectral de la fuente a una temperatura dada $M(\lambda, T)$ y la del cuerpo negro a la misma temperatura, $M_{CN}(\lambda, T)$.

$$\epsilon(\lambda, T) = \frac{M(\lambda, T)}{M_{CN}(\lambda, T)} \quad (2.48)$$

La emisividad es función del tipo de material (figura 2.3), del acabado superficial, de la longitud de onda de la temperatura y la dirección de observación.

Los cuerpos se pueden clasificar según su emisividad espectral en tres tipos:

- cuerpo negro de emisividad espectral constante, $\epsilon(\lambda) = 1$.
- cuerpo gris de: emisividad espectral constante, $\epsilon(\lambda) < 1$.
- cuerpo selectivo de emisividad espectral que varía con la longitud de onda, $\epsilon(\lambda) \leq 1$.

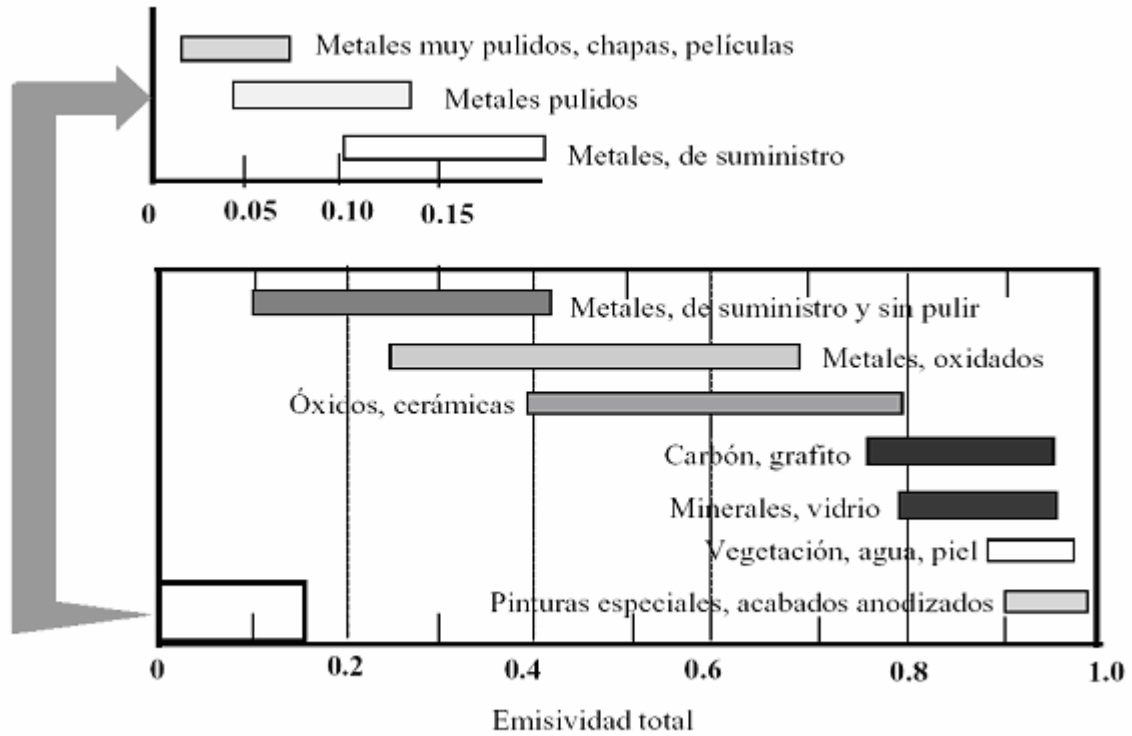


Figura 2.3: Representación de la emisividad de distintos materiales.

Cuando sobre la superficie de un cuerpo incide constantemente energía radiante, una fracción de esa energía incidente es absorbida ($\bar{\alpha}$), otra es reflejada ($\bar{\rho}$) y otra es transmitida ($\bar{\tau}$). Como la energía debe conservarse, la suma de todas estas fracciones debe ser igual a la unidad:

$$\bar{\alpha}(\lambda) + \bar{\rho}(\lambda) + \bar{\tau}(\lambda) = 1 \quad (2.49)$$

siendo:

- $\bar{\alpha}(\lambda)$ la absortancia espectral,
- $\bar{\rho}(\lambda)$ la reflectancia espectral,
- $\bar{\tau}(\lambda)$ la transmitancia espectral.

Para materiales metálicos la transmitancia, $\bar{\tau}$, es cero, de manera que la ecuación (2.49) puede ser expresada según Kirchhoff [50], como $\epsilon = 1 - \bar{\rho}$.

2.6.2. Aplicación de la termografía IR a la medición del incremento térmico

La técnica de teledetección IR, permite la medición cualitativa y cuantitativa de la radiancia emitida por el material asociada a su deformación. Diferentes autores han desarrollado técnicas de medición del incremento de temperatura que se produce en los materiales sometidos a procesos de deformación cuasiestáticos [51-52] y dinámicos [53-58]. La problemática de la técnica de teledetección IR (calibración radiométrica, emisividad real de la superficie y sistema sensor) aparece en muchas de las investigaciones realizadas. Por ej., Kapoor et al [59-60] aplican la termografía infrarroja para medir el incremento de temperatura en probetas ensayadas en barra Hopkinson de compresión (SHPB), llegando a la conclusión de que infraestima ligeramente el valor del incremento de temperatura.

La emisividad superficial en el material es un parámetro muy importante en el cálculo de los incrementos térmicos medidos en superficie, debiendo ser tenido en cuenta previamente en cada ensayo. En la tabla 2.1 se muestran valores de la emisividad superficial para diferentes materiales.

<i>Material</i>	<i>Ensayo</i>	<i>Vel. deformación (1/s)</i>	<i>Emisividad $0 \leq \epsilon \leq 1$</i>	<i>Referencia</i>
Hierro	C	2100	0.4	[57]
Hierro	T	2800	0.51-0.95	[55]
Ti-6Al-4V	C	1400	0.43-0.67	[61]
Cobre	C	1330 ± 50	0.4	[57]
PC	T	0.001	0.94	[51]
Acero 302	T	0.038-0.068	0.59	[60]
Al Bs 2011	C	2000	≈ 1	[62]

C: compresión –T: Tracción

Tabla 2.1: Valores de emisividad

La proporción de trabajo plástico que se convierte en calor durante la deformación en metales ha sido investigada por autores como Quinney y Taylor [33], los cuales utilizando técnicas calorimétricas establecieron un valor constante de 0.9. Recientemente, otros investigadores [36], [62-64] han realizado estudios

sobre materiales metálicos y poliméricos [65], utilizando como dispositivo experimental la SHPB y relacionando el campo de deformación con el campo de temperatura $T(x,t)$. Aplicando la técnica de teledetección IR han podido medir el incremento de temperatura en el material durante el ensayo. Estos estudios han permitido plantear modelos físicos, fenomenológicos, de la evolución del parámetro de Quinney- Taylor en función de la deformación, para materiales poco sensibles a la velocidad de deformación [34-35] y en función de la deformación y de la velocidad de deformación para materiales sensibles a este último parámetro [64].

Macdougall et al., [53-54,62,64] y Hodowany [64] han ensayado materiales metálicos en barra Hopkinson de compresión y de torsión midiendo con la técnica IR el incremento de temperatura de la probeta durante el ensayo; a partir de los valores de la tensión y de la deformación, así como del incremento de temperatura del material, han evidenciado experimentalmente que la capacidad de almacenamiento de energía es un parámetro dependiente de la deformación y, en algunos casos, de la velocidad de deformación.

CAPÍTULO 3

METODOLOGÍA

3.1. Introducción

El procedimiento que se propone para obtener los parámetros de una ley tensión-deformación está basado en la comparación del incremento de temperatura medido, ΔT_m , en un ensayo de compresión dinámica con el calculado, ΔT_c , a partir del trabajo plástico.

- Considerando la variación de temperatura por deformación plástica como un proceso adiabático y despreciando tanto el calentamiento por efectos termo-elásticos, como las pérdidas de calor por conducción y convección, el incremento térmico del material, ΔT , asociado a la deformación plástica en un ensayo, puede calcularse por integración en el intervalo $[0, \bar{\varepsilon}^p]$ de la energía de deformación plástica multiplicada por el coeficiente de Quinney-Taylor, β .

- La expresión usada en la integral de σ como función de la deformación plástica es la ley tensión-deformación cuyos parámetros se quieren determinar $\sigma = \sigma(\bar{\varepsilon}^p, \dot{\varepsilon}, T; p_1, \dots, p_n)$.
- La integral resultante es una expresión, $\Delta T_c(\bar{\varepsilon}_1^p, \dot{\varepsilon}_1, T_1; p_1, \dots, p_n)$, de los parámetros que aparecen en la ley tensión-deformación utilizada.
- Igualando el incremento de temperatura medido y el calculado, se obtiene una ecuación que relaciona los parámetros de la ley tensión-deformación, $\Delta T_m = \Delta T_c(\bar{\varepsilon}_1^p, \dot{\varepsilon}_1, T_1; p_1, \dots, p_n)$.
- Variando la temperatura de la probeta y la velocidad de deformación en el ensayo, se obtienen ecuaciones que son independientes entre sí.
- La solución del sistema de ecuaciones permite obtener los valores de los parámetros la ley tensión-deformación del material.

Un diagrama de flujo del procedimiento descrito se muestra en la figura 3.1.

En este capítulo se describen los dispositivos, técnicas experimentales y sistemas de medición necesarios en los ensayos de compresión para determinar con ellos la evolución temporal y espacial del incremento térmico durante el proceso de deformación. Se describen también los modelos numéricos utilizados en la simulación de los ensayos de compresión tanto cuasiestáticos como dinámicos.

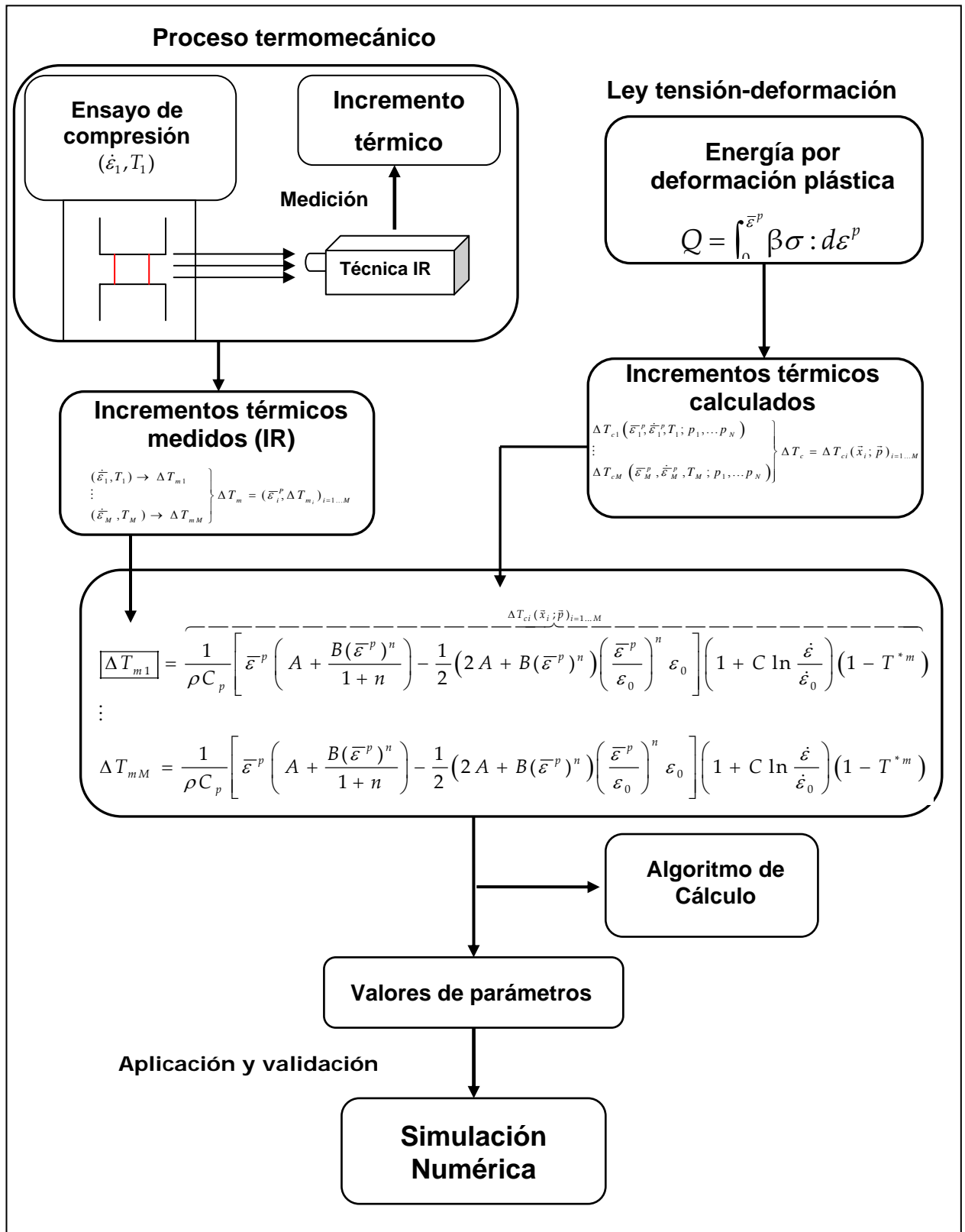


Figura 3.1: Diagrama de flujo del procedimiento.

3.2. Técnicas experimentales

3.2.1. Descripción de los ensayos

Se han llevado a cabo ensayos de compresión cuasiestáticos y dinámicos. Tanto unos como otros consisten en someter a la probeta a compresión y registrar durante el proceso de carga, la tensión aplicada y la deformación sufrida por el material así como el incremento térmico en la superficie de la probeta. El procedimiento detallado de estos ensayos se incluye en el apartado 3.2.3.

Los ensayos requieren del uso de dispositivos que permitan:

- la sincronización del ensayo mecánico con la cámara de infrarrojos (IR) con la que se registrará la temperatura,
- el acondicionamiento de la temperatura de ensayo,
- la medición de la velocidad del proyectil, en los ensayos dinámicos.

A continuación se describen cada uno de los equipos y dispositivos.

3.2.2. Dispositivos

Los dispositivos de ensayo son los siguientes: máquina de ensayo (máquina universal de ensayo y barra Hopkinson de compresión), cámara de ensayos, cámara oscura, sistema de control de temperatura, cámara de infrarrojos, sistema de adquisición IR de alta velocidad, extensometría y sistema de adquisición de datos.

3.2.2.1. Máquina de ensayo

Ensayos cuasiestáticos

En los ensayos cuasiestáticos se utilizó una máquina universal de la marca Instron modelo 8516 de 100 kN de carga máxima (figura 3.2).

La gráfica tensión-deformación se obtuvo por medio del registro de la carga aplicada y del desplazamiento relativo medido por un extensómetro.



Figura 3.2: Máquina universal de ensayos

Ensayos dinámicos

En los ensayos dinámicos se ha utilizado una barra Hopkinson de compresión (figura 3.3). La barra Hopkinson consta de dos barras cilíndricas coaxiales (1 m de longitud y 22 mm de diámetro) que se mantienen en contacto con la probeta de ensayo. Cada barra se encuentra instrumentada con galgas extensométricas en su punto medio. El dispositivo de disparo consta de un tubo de 1.5 m de longitud, por cuyo interior desliza un proyectil cilíndrico de 22 mm de diámetro y 0,33 m de longitud, impulsado por aire comprimido. La velocidad de impacto del proyectil se mide mediante dos sensores fotoeléctricos de fibra óptica (apartado 3.2.2.6). El sistema está montado sobre una bancada de ensayos en la que se ha acoplado la cámara de ensayos (apartado 3.2.2.2), la cámara oscura (apartado 3.2.2.3), el dispositivo de control de temperatura (apartado 3.2.2.4), y el sistema de adquisición IR de alta velocidad (apartado 3.2.2.6).

En los ensayos dinámicos, se obtuvieron las variaciones de voltaje, $V_0(t)$, registradas por las bandas extensométricas. Este voltaje se relaciona con el pulso

de deformación, (incidente, e_i , transmitido, e_t , y reflejado, e_r) a través de la siguiente expresión:

$$V_o = G V_e \frac{\chi}{2} (1 - \nu) e \quad (3.1)$$

donde G es el factor de ganancia, χ es el factor de galga, V_e es el voltaje de alimentación del puente Wheatstone y ν el coeficiente de Poisson del material de la barra.



Figura 3.3: Barra Hopkinson de compresión.

Las condiciones de validez del ensayo:

- estado uni-dimensional de tensión
- campo de deformaciones uniforme en la probeta
- equilibrio de la probeta durante el ensayo.

Si se verifican estas condiciones, la tensión y la deformación en la probeta pueden obtenerse a partir de las expresiones:

$$\begin{aligned}
 S(t) &= E \frac{A_0}{A} e_t(t) \\
 \dot{e}(t) &= \frac{2c_0}{L} e_r(t) \\
 e(t) &= \int_0^t \dot{e}(t) dt
 \end{aligned}
 \tag{3.2}$$

donde c_0 es la velocidad de propagación de las ondas en el material de la barra, A_0 el área de la sección de la barra, A el área inicial de la sección de la probeta, L la longitud inicial de la probeta, y E el módulo de Young del material de las barras.

La tensión verdadera, σ , y la deformación verdadera, ε , pueden calcularse respectivamente como $\sigma = s(1+e)$ y $\varepsilon = \ln(1+e)$

3.2.2.2. Cámara de ensayos

Para la realización de los ensayos a diferentes temperaturas, se ha diseñado y fabricado una cámara de ensayos que alberga en su interior la probeta, y que cumple los siguientes requisitos:

- aislar la probeta de las radiaciones externas que sobre la superficie de material de la probeta inciden constantemente desde el exterior permitiendo así garantizar una correcta medida del incremento de térmico,
- posibilitar la realización de ensayos a altas temperaturas,
- permitir la medida indirecta de temperatura,
- facilitar el proceso de intercambio de probeta, por medio de una puerta de fácil acceso.

Su geometría debe ser compatible con la de la máquina de ensayo; por ello se tuvo en cuenta la geometría de las barras y/o útil de ensayo, la posición de los soportes y el ancho de la bancada. Además, la cámara cuenta con unos orificios de tamaño y posiciones adecuados. Las dimensiones de la cámara de ensayos según

los requerimientos del dispositivo de ensayo son $34 \times 23.6 \times 23.6$ cm para el exterior de la cámara (chapa metálica de acero inoxidable)(figura 3.4).

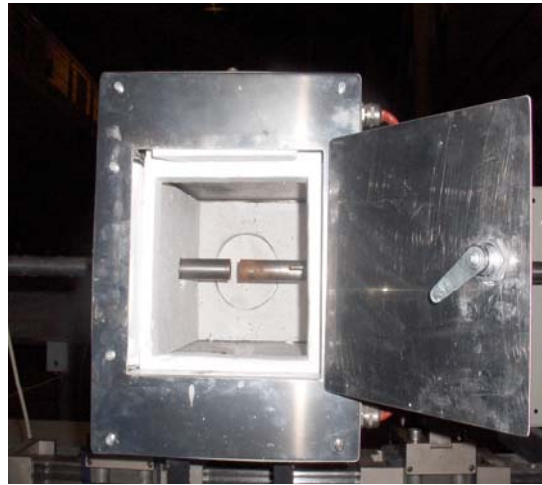


Figura 3.4: Cámara de ensayo.

En su interior se dispusieron dos resistencias eléctricas de 1500 [W], una en la parte superior y otra en la parte inferior. Estas resistencias eléctricas pueden ocultarse mediante una tapa de acero para evitar que se induzca radiaciones parásitas propias de ellas, en la medición del incremento térmico.

3.2.2.3. Cámara oscura

Su función es aislar la cámara IR de las radiaciones exteriores que no sean propias de la probeta de ensayo. Este dispositivo (figura 3.5) fue diseñado teniendo en cuenta requerimientos de distancias focales de la cámara IR. Las dimensiones de esta cámara oscura son: 1 m de largo, 236 mm de alto y 176 mm de ancho; interiormente está conectada con la cámara de ensayo a través de un agujero circular de 86 mm de diámetro.

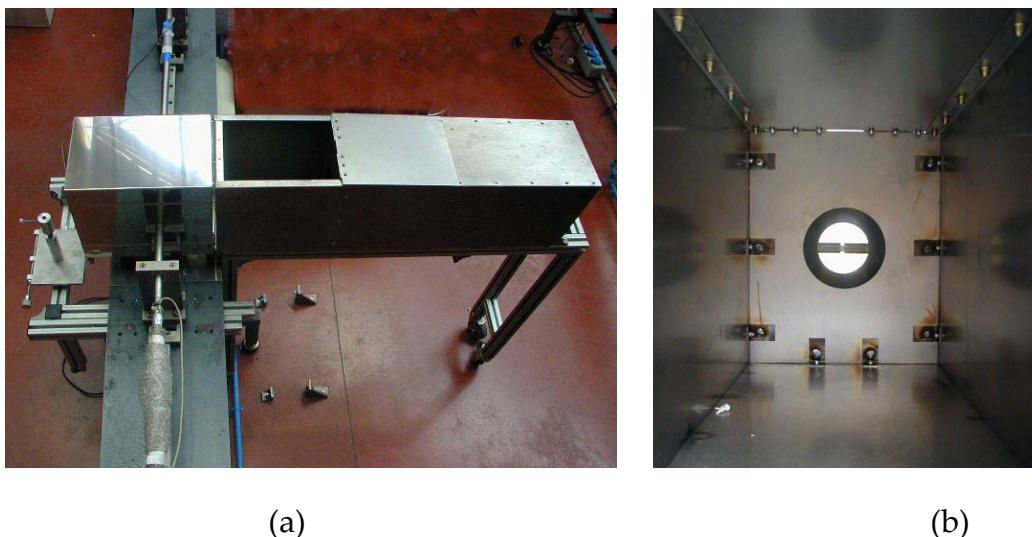


Figura 3.5: a) Vista de planta de la cámara térmica y la cámara oscura. b) Vista frontal de la cámara oscura.

3.2.2.4. Control de temperatura

La cámara de ensayos dispone de un sistema que controla la temperatura de la probeta a la que se quiere realizar el ensayo. Esto se consigue mediante un controlador P.I.D (Proporcional Integral Derivativo) que permite fijar la temperatura de referencia (Set point) en el valor deseado. El objetivo del sistema de control en la cámara de ensayos es mantener la temperatura en un punto de referencia, aun en presencia de perturbaciones (corrientes de aire, pérdidas de calor...). Para ello se utiliza como sensor de medida un termopar cercano a la probeta de ensayo y un controlador para activar un sistema de relés electromecánicos (preactuadores), el cual con su desplazamiento mecánico cierra o abre las líneas eléctricas que proporcionan la potencia demandada por las resistencias eléctricas. En la situación actual el controlador esta conectado al proceso, comparando la variable regulada $T(t)$, con la referencia con el fin de determinar y realizar la acción correctiva.

La caja de mando para el control de temperatura se soporta sobre la bancada de la barra Hopkinson y consta de un interruptor de encendido y de un controlador de temperatura en el que se introduce la consigna de temperatura.

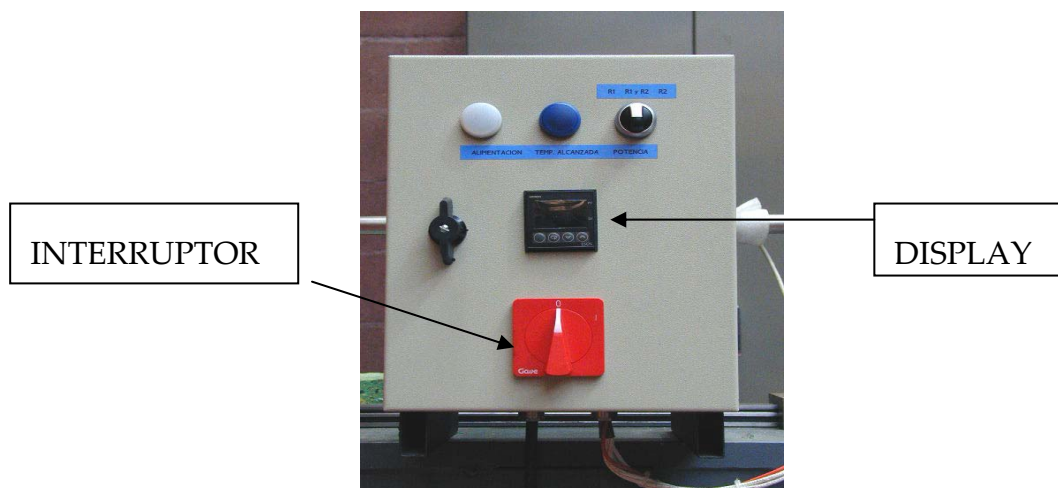


Figura 3.6: Caja de mando.

3.2.2.5. Cámara infrarroja

Para medir el incremento de temperatura de la probeta se utilizó una cámara Thermosensorik CMT 384 M (figura 3.7) la cual trabaja en el intervalo espectral de 3.4 a 5 micrómetros (infrarrojo medio, MIR). Tiene un detector de Teluro de Cadmio y Mercurio (CMT) tipo "array" de plano focal, con 384 x 288 elementos, cada uno con un tamaño de 20 x 20 micrómetros. Las características más notables de esta cámara son su rapidez y su buena resolución térmica (la diferencia de temperatura mínima detectable es de 20 mK). Estas características la hacen muy adecuada para el análisis de fenómenos térmicos rápidos. Tiene además la posibilidad de aumentar la rapidez a costa de disminuir el tamaño de las imágenes (modo de sub-ventana). El modelo del que dispone el laboratorio infrarrojo (LIR) del Departamento de Física de la Universidad Carlos III de Madrid está, además, dotado de una rueda con cuatro filtros ópticos interferenciales paso banda que puede girar a gran velocidad para proporcionar imágenes multiespectrales, de gran interés en aplicaciones de teledetección.



Figura 3.7: Cámara de infrarrojos

3.2.2.6. Sistema de adquisición IR de alta velocidad

En los ensayos dinámicos debe garantizarse el sincronismo entre el tiempo de impacto y el proceso de adquisición de imágenes por la cámara IR. El objetivo principal del sistema de adquisición IR de alta velocidad es obtener la evolución temporal del incremento térmico durante el proceso de deformación. Es pues necesario sincronizar la obtención de las imágenes IR con la máquina de ensayo, tomando como referencia un mismo origen de tiempo y permitiendo:

- la medición analógica y digital de la velocidad del proyectil en el instante que golpea la barra incidente,
- el retardo de la señal de adquisición (Trigger), para realizar la adquisición de imágenes IR en el instante adecuado.

Sistema de sincronismo

Se ha desarrollado y construido un trigger específico (figura 3.8) constituido por dos sensores fotoeléctricos de fibra óptica (Omron E3X-NA), dos fibras ópticas colocadas frente del punto de contacto entre el proyectil y la barra incidente y un

contador de tiempo (Omron K3HB-P) (Apéndice A, figura A.1). Otros componentes relacionados con el sistema de sincronismo son el tubo del sistema de disparo de la barra Hopkinson en el que el proyectil desliza y las galgas extensométricas situadas sobre las barras incidente y transmisora de la barra Hopkinson.

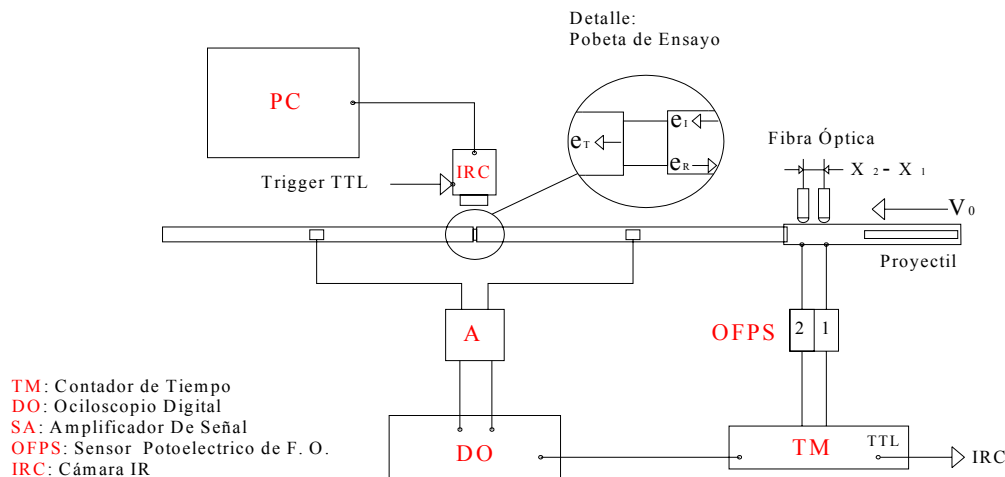


Figura 3.8: Esquema del sistema de sincronismo.

A continuación se describen los elementos que componen este sistema de sincronismo para la adquisición IR.

Sensores fotoeléctricos de fibra óptica y amplificadores de señal

Los fotosensores detectan el paso del proyectil al captar la interrupción del haz de luz justo en el instante en el que el proyectil impacta sobre el extremo libre de la barra incidente, generando la señal de adquisición (Trigger TTL $\cong 5$ Vol). La velocidad del proyectil es calculada conociendo la distancia Δx_{12} entre las dos fibras ópticas y el intervalo de tiempo Δt_{12} al paso en frente de las fibras ópticas (figura 3.9.a). Un ejemplo del esquema de los diferentes intervalos de tiempo se muestra en la figura 3.9.b. El registro del corte del haz óptico pasa de los sensores

a los amplificadores de señal y es derivado al medidor de velocidad (contador universal).

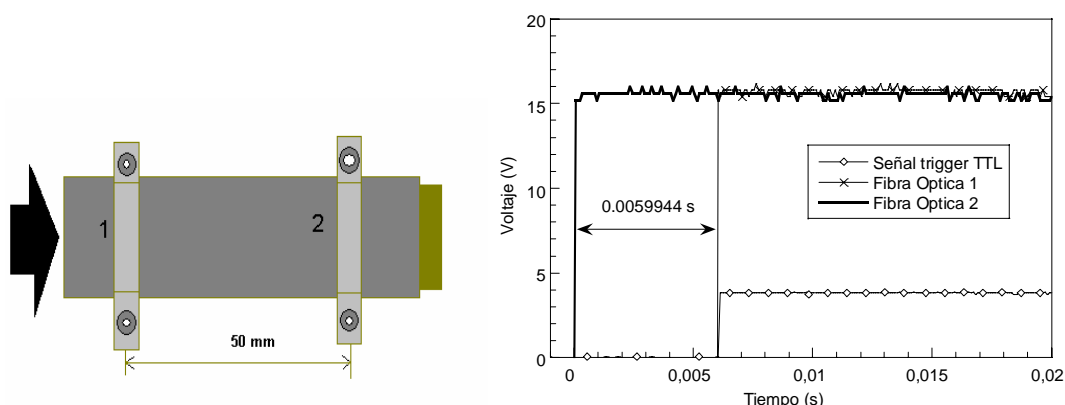


Figura 3.9: a) Disposición de sensores b) señales de salida del circuito medidor de velocidad.

Sistema de medición de velocidad

El sistema consta de una fuente de alimentación, un display digital, dos salidas BNC (conectores para cables coaxiales), una salida BNC (Trigger TTL) ó señal de adquisición para la cámara IR, y un selector de retardo que permite seleccionar el tiempo de retardo de la señal de adquisición tras el cual se adquiere la primera imagen. Cada división de la perilla de retardo (10 divisiones) supondrá un retardo de 30 μ s; un esquema de este circuito electrónico de disparo se encuentra en el (Apéndice A, figura A.2). En la figura 3.10 se muestra el panel frontal del circuito medidor de velocidad.

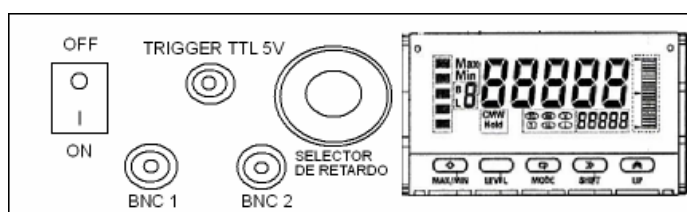


Figura 3.10: Panel frontal del medidor de velocidad

El medidor digital de intervalos de tiempo (OMRON K3HB-P), es un dispositivo capaz de tratar la señal suministrada por los amplificadores de fibra óptica y transformarla en la medida de la velocidad del proyectil.

3.2.2.7. Extensometría y sistema de adquisición de datos

Para medir las deformaciones producidas por el paso de la onda elástica en la barra Hopkinson, se han colocado en las barras incidente y reflejada sendas bandas extensométricas calibradas por el fabricante (National Institute of Standards and Technology) [66]. Las bandas extensométricas de $350\ \Omega$, (VISHAY tipo CEA-06-125UN-350), instaladas en el punto medio de la barras, garantizan la no superposición de ondas. Las bandas se han dispuesto en un montaje de puente de Wheatstone (figura 3.11), colocándolas de forma que se compensa el efecto de la temperatura y las componentes de flexión que puedan ser consecuencia de una posible excentricidad de la fuerza aplicada.

El sistema de adquisición de datos que amplifica y registra las señales de voltaje consta de dos equipo: un acondicionador de señal VISHAY 2200 y un osciloscopio marca TECHTRONIK TDS 420 A. El acondicionador de la señal alimenta los puentes de bandas extensométricas y amplifica la señal que posteriormente es registrada en el osciloscopio.

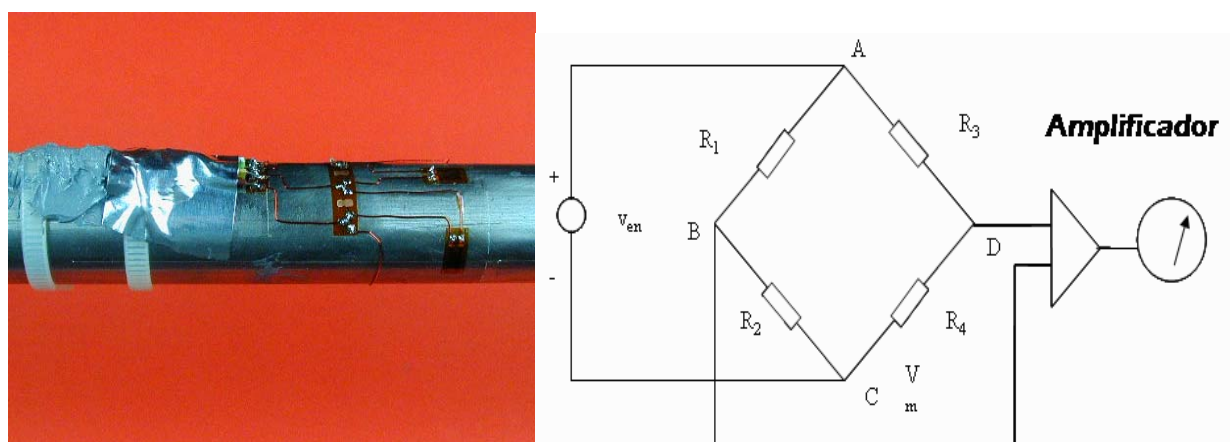


Figura 3.11: Esquema de colocación de las bandas en las barras.

3.2.3. Procedimiento de ensayo

Ensayos cuasiestáticos

Los ensayos a baja velocidad de deformación se han realizado en la máquina universal de ensayos (Instron, modelo 8516) descrita en el apartado 3.2.2.1. Fue, sin embargo, necesario modificar los orificios de la cámara de ensayo (apartado 3.2.2.2) y la fabricación de un útil de ensayo, así como adecuar la cámara de ensayos, la cámara oscura y la cámara IR sobre la máquina de ensayo como se muestra en la figura 3.12.



Figura 3.12: Sistema de la cámara de ensayo acoplado a la máquina Instron.

La probeta se coloca en los platos de la máquina universal de ensayo realizándose el ensayo en control de carga. Durante el ensayo se registra la gráfica fuerza/desplazamiento del material y simultáneamente la cámara IR toma imágenes con un espaciamiento temporal tal que se obtiene un gran número de ellas en el intervalo de tiempo del ensayo. De la interpretación de los datos del ensayo se obtiene la evolución temporal del incremento térmico durante el proceso de deformación y la gráfica tensión-deformación.

Cuatro zonas del escenario IR (1-probeta, 2-fondo de la cámara de ensayo, 3-4 útil de ensayo de compresión) intervienen en la medida de la radiancia

detectada (figura 3.13.a). Para cada ensayo se han estudiado los perfiles de temperatura que proporciona la cámara (temperatura de brillo) en diferentes puntos sobre la superficie de la probeta, como se muestra en la figura 3.13.b.

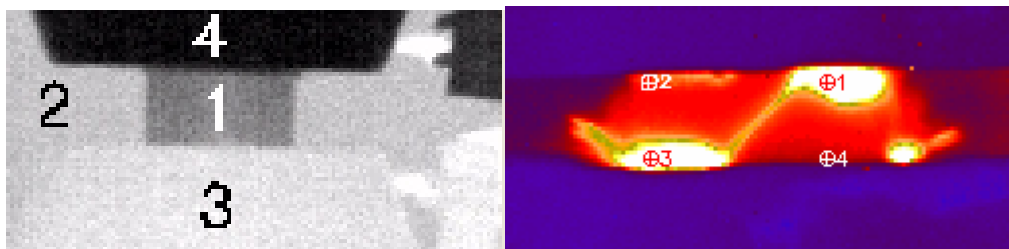


Figura 3.13: a) Escenario de teledetección IR en ensayos cuasiestáticos, b) Puntos de medición IR.

Ensayos dinámicos

La metodología de ensayo es, inicialmente, la del ensayo tradicional de compresión en barra Hopkinson [58, 67-69]. Una vez que se establece una tara de presión de aire y la temperatura del ensayo, se espera un tiempo hasta que se estabiliza la consigna de temperatura en la cámara de ensayo y después las resistencias eléctricas se ocultan mediante unas tapas escamoteables.

La principal diferencia con un ensayo tradicional en barra Hopkinson está en que en cada ensayo intervienen diferentes componentes de tiempo, de tipo mecánico y electrónico, que han de ser controlados (figura 3.15). Estos tiempos son:

T, tiempo en el que se produce la señal de adquisición del trigger (retardo regulable 0-220 μs),

I, tiempo en el que las ondas elásticas alcanzan la probeta y comienza la deformación,

A, comienzo de la adquisición de datos con la cámara IR.

Para la cámara IR hay dos tiempos característicos:

T_{ADQ} , es el tiempo que adquisición de una imagen IR,

Δt_{FF} , es el tiempo entre dos imágenes IR consecutivas.

Para cada tamaño de ventana estos dos tiempos están relacionados. Así, el tiempo entre imágenes consecutivas Δt_{FF} , dependerá, como se muestra en las gráficas de la figura 3.14, del formato de la ventana utilizada (área) y del tiempo de adquisición de una imagen IR, así como de la tecnología de medida empleada. Las gráficas dan una cota máxima de la frecuencia de adquisición IPS (imágenes por segundo).

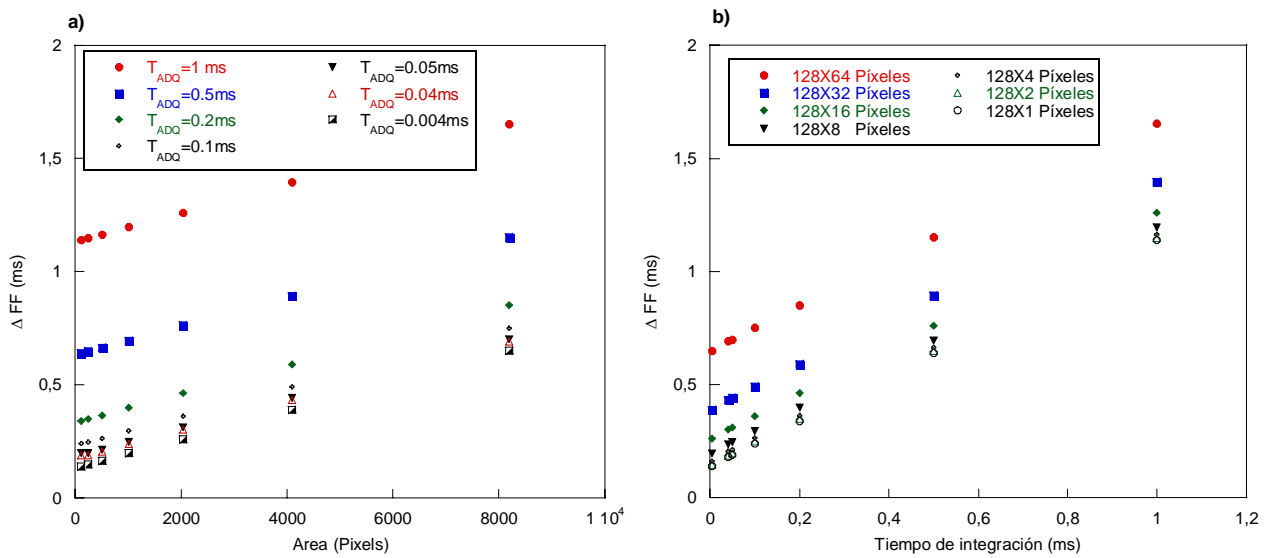


Figura 3.14: a) Δt_{FF} vs tamaño de ventana (píxeles) para diferentes T_{ADQ} b) Δt_{FF} vs T_{ADQ} para diferentes tamaños de ventana.

A partir de las componentes de tiempo mecánico y electrónico descritas se identifican los siguientes intervalos de tiempo (figura 3.15):

- Δt_{TI} = intervalo de tiempo durante el cual las ondas viajan en la barra incidente desde la posición del fotosensor hasta el extremo de la barra en contacto con la probeta,
- Δt_{TA} = intervalo de tiempo entre la señal de la fibra óptica (generación del trigger) y la adquisición de la primera imagen por la cámara IR,
- Δt_{IA} = intervalo de tiempo desde la llegada de la onda elástica a la probeta y el comienzo de la adquisición de datos de temperatura.

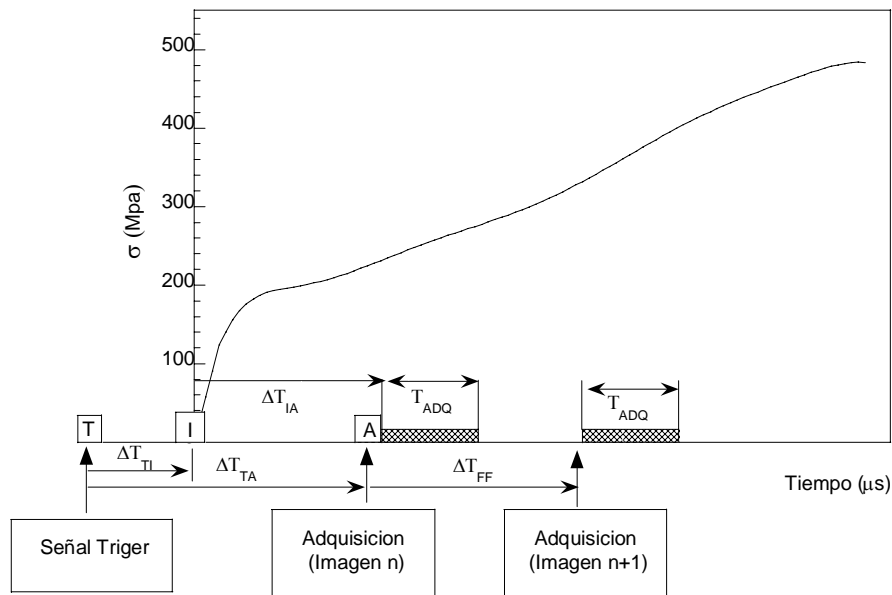


Figura 3.15: Tiempos característicos del ensayo dinámico.

A partir de estos tiempos críticos se establece una ecuación de tiempos con la que se estima un retardo adecuado en la señal de adquisición (Trigger) para adquisición de la primera imagen IR, respecto al comienzo de la deformación. Así, la toma de imágenes IR comienza después de transcurrido el tiempo de retardo previamente ajustado en el panel frontal en el medidor de velocidad del sistema de adquisición IR (apartado 3.2.2.6). En la figura 3.16 se muestra un esquema del proceso de adquisición de imágenes por el sistema de imagen IR.

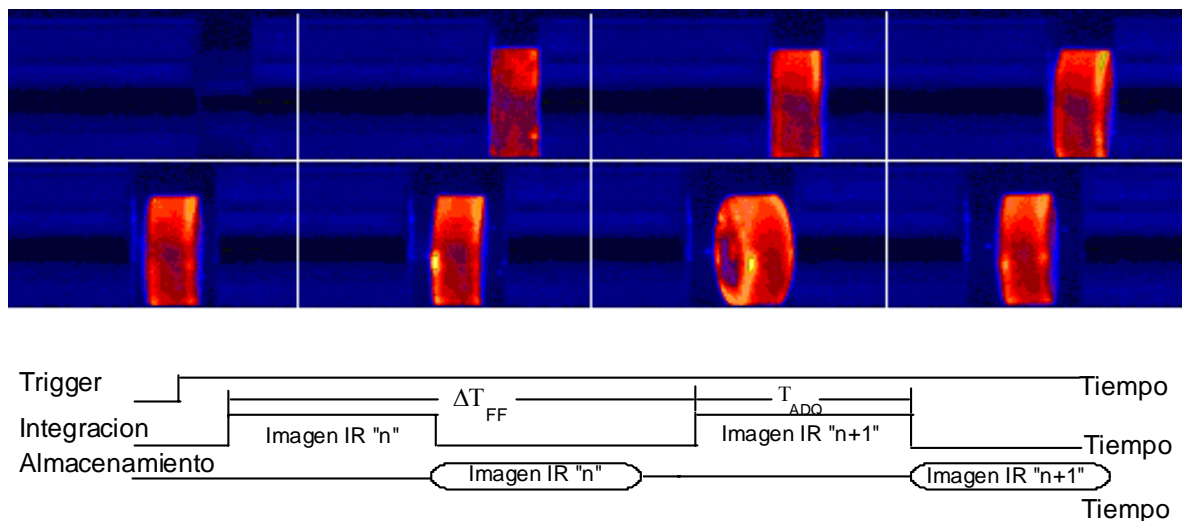


Figura 3.16: Proceso de adquisición de imágenes IR.

El sistema de sincronismo desarrollado permite obtener el incremento térmico $\Delta T = f(t)$ en el intervalo $t_{TA} < t < t_{TA} + T_{ADQ}$, asociado a un determinado valor de deformación alcanzada en la probeta $\varepsilon_{probeta} = f(t)$ en el intervalo $t_{TI} < t < 2t_I$.

t_{TA} es el valor de tiempo regulable para cada ensayo, tomando como referencia el instante en el que proyectil golpea contra la barra incidente, como muestra la figura 3.17; en este punto están ubicados los sensores ópticos que, al paso del proyectil, generan la señal de adquisición IR (Trigger TTL); la figura 3.17 también muestra las ondas incidente, reflejada y transmitida registradas por los puentes de bandas extensométricas ubicados en el punto medio de cada una de las barras.

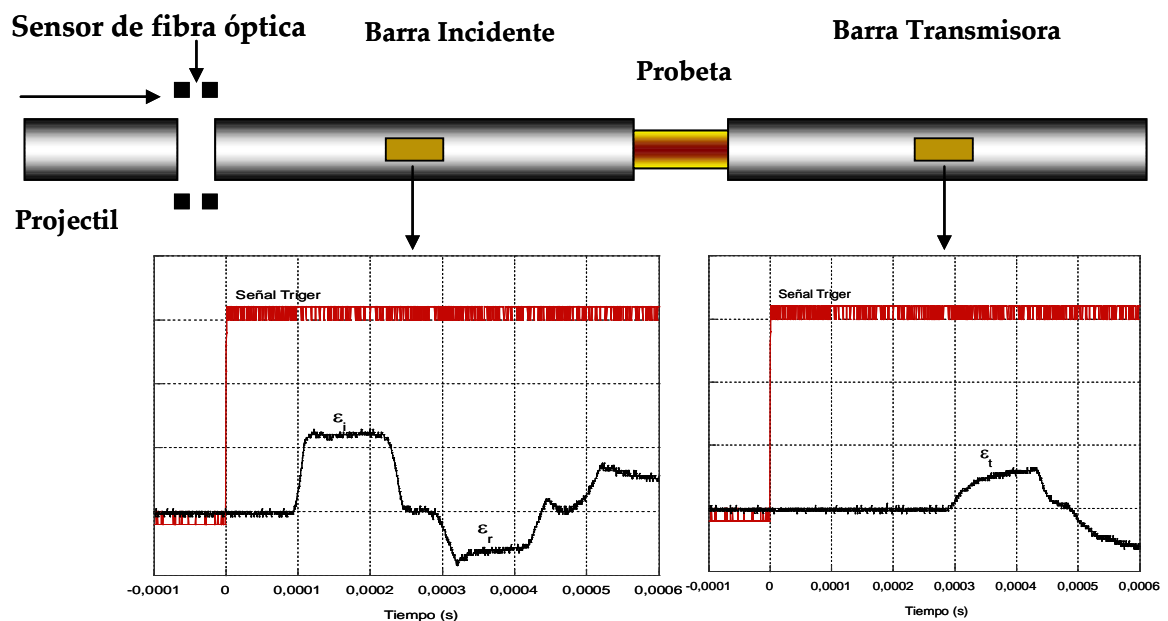


Figura 3.17: Esquema de sincronismo entre la señal de adquisición (Trigger) y las señales registradas por la SHPB.

Los ensayos realizados a alta temperatura presentan una mayor complejidad. Además de ajustar los parámetros de la cámara, activar la opción trigger y posicionar la probeta en la cámara de ensayo, es necesario aislar la cámara cerrando los orificios y puertas de acceso, manteniendo abiertas las chapas

metálicas que ocultan las resistencias hasta que el sistema controlador de temperatura alcance la temperatura establecida para el ensayo (ver sección 3.2.2.4). Una vez se alcancen las condiciones del ensayo se cierran las tapas metálicas para cubrir las resistencias eléctricas y se abre respectivamente el compartimiento delantero; esperando el menor tiempo necesario para minimizar el enfriamiento del interior de la cámara, se procede a la realización del ensayo.

3.3. Factores que afectan al proceso

El proceso completo de deformación e incremento térmico en el material, está gobernado por las características termomecánicas del material ensayado, por los parámetros que definen el ensayo mecánico y por el proceso de medición de la temperatura.

3.3.1. Características del material

3.3.1.1. Comportamiento termo-mecánico

En general, la tensión en el material depende de la deformación, la velocidad de la deformación y de la temperatura del ensayo. Como ejemplo, en la figura 3.18 se muestran, como ejemplo, las gráficas tensión-deformación de la aleación Al 6082 obtenidas en un ensayo de compresión cuasiestático y en un ensayo dinámico ambos a la misma temperatura. Las figuras muestran, también, las gráficas tensión-deformación obtenidas en sendos ensayos cuasiestáticos a dos temperaturas de servicio.

Por otro lado, la densidad, el calor específico, la difusividad térmica y el coeficiente de expansión térmica, son, también, parámetros propios del material que aparecen en las ecuaciones que describen el incremento térmico por deformación.

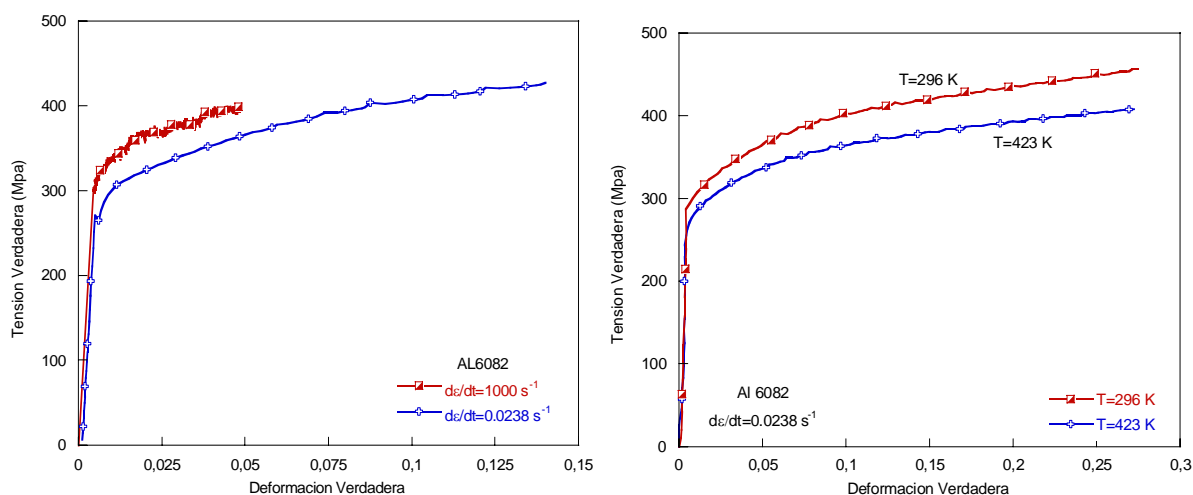


Figura 3.18: Gráfica Tensión-Deformación verdadera de la aleación Al 6082.

El incremento de temperatura asociado a la deformación sufrida a una cierta velocidad de deformación y a una cierta temperatura de ensayo, es, pues, específico del material que se ensaya.

3.3.1.2. Emisividad superficial del material

La validez de la temperatura real del material medida por la cámara de infrarrojos está condicionada a la eficiencia que la superficie de la probeta tiene como radiador. Esto implica que, en la medida IR, podría tener más peso la radiancia emitida por los alrededores de la probeta que la propia radiancia de la probeta. Esta es la razón por la que la eficiencia de radiación de la superficie de la probeta (emisividad) fue incrementada recubriendo la superficie del material con una capa de hollín, pudiéndose reducir así la energía reflejada sobre la superficie (figura 3.19).

Existen pinturas de color negro cuyo uso resulta más práctico que el hollín, pero que en el rango visible a menudo no ofrece altas emisividades.



Figura 3.19: Probetas metálicas con recubrimiento de hollín.

La eficiencia con que la superficie emite energía radiante es pues un factor importante en el ensayo. A continuación se describe la metodología empleada para determinar la emisividad superficial de los materiales metálicos utilizados [70, 71].

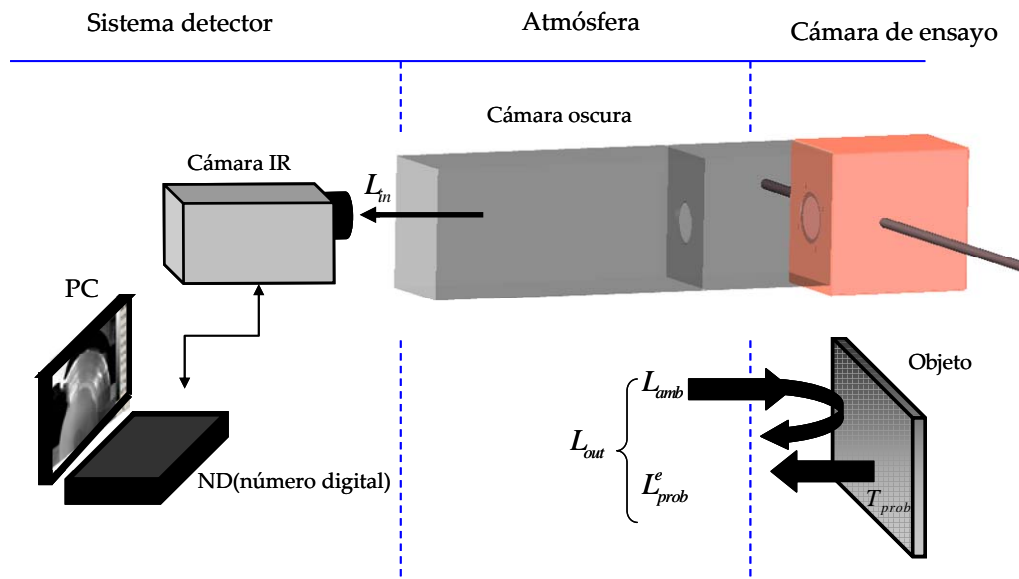


Figura 3.20: Escenario de teledetección IR.

En el problema de teledetección que se describe en el escenario IR (figura 3.20), intervienen factores como son las fuentes infrarrojas IR externas, la atmósfera, la probeta y las características de la cámara. Las condiciones de medida IR, con los dispositivos de ensayo (apartado 3.2.2), permiten aislar las componentes reflejadas y dispersas de las fuentes externas (fuentes naturales y fuentes artificiales).

Componentes de la radiancia incidente en una medida IR

Partiendo del supuesto básico de teledetección de que existe una relación lineal entre la intensidad de la señal registrada o número digital (ND) y la radiancia entrante, la señal de salida del detector será de la forma:

$$ND = G_{ain} \int_0^{\infty} L_{in}(T, \lambda) d\lambda + Offset \quad (3.3)$$

donde G_{ain} y $Offset$ son parámetros dependientes del detector y del sistema óptico de la cámara (que se obtienen de la calibración), y L_{in} representa la radiancia total entrante en la cámara en el intervalo espectral en el que ésta es sensible. Considerando la transmitancia atmosférica de valor uno, para medidas a cortas distancias en el “ventana” espectral de trabajo, y despreciando la radiancia emitida por la atmósfera y la emisión propia del sistema IR, se obtiene una expresión más sencilla en la que la radiancia entrante en la cámara es igual a la radiancia saliente de la probeta.

$$L_{in} = L_{out} \quad (3.4)$$

En el escenario de teledetección IR, la radiancia real emitida por la superficie de la probeta a temperatura T_{prob} , es la combinación de la radiación emitida en el intervalo espectral entre λ y $\lambda + d\lambda$ y la radiación reflejada sobre la probeta de los alrededores de la escena, a diferente longitud de onda. Resulta entonces que la radiancia incidente sobre la cámara es la suma de la radiancia emitida por la probeta, L_{prob}^e , y la radiancia reflejada L_{prob}^r por ésta.

Radiancia emitida y reflejada

En materiales metálicos (opacos), la reflectancia se define como $\bar{\rho}_{prob} = 1 - \epsilon_{prob}$ (ecuación 2.49) por lo que la radiancia reflejada por la probeta será $L_{amb}(1 - \epsilon_{prob})$, obteniéndose la expresión:

$$L_{in} = L_{prob}^e(T_{prob}) + L_{amb}(T_{amb})(1 - \epsilon_{prob}) \quad (3.5)$$

Utilizando la relación entre la medida de la exitancia total de la probeta y la exitancia total del cuerpo negro para una incidencia normal (en un mismo campo de temperatura), la emisividad total, $\epsilon(T_{prob})$, puede obtenerse como:

$$\epsilon(T_{prob}) = \frac{\int_0^\infty M(\lambda, T) d\lambda}{\int_0^\infty M_{CN}(\lambda, T) d\lambda} = \frac{L_{prob}^e(T_{prob})}{L_{CN}(T_{amb})} \quad (3.6)$$

De la expresión anterior se deduce que la radiancia emitida por la probeta puede obtenerse como el producto de la emisividad total y de la radiancia emitida por un cuerpo negro a la temperatura de la probeta según la ley de Planck. Considerando que la radiancia del ambiente en el infrarrojo se puede considerar como la de un cuerpo negro a temperatura T_{amb} , la ecuación 3.5 puede expresarse como:

$$L_{in} = \epsilon(T_{prob})L_{CN}(T_{prob}) + L_{CN}(T_{amb})(1 - \epsilon_{prob}) \quad (3.7)$$

Con las aproximaciones realizadas, la radiancia incidente sobre la cámara depende de la temperatura de la probeta, de su emisividad y de la temperatura ambiente. Si se conoce ésta última y obtenemos la radiancia a partir de la medida de la cámara IR, se puede estimar:

- la temperatura de la probeta, T_{prob} , si se conoce su emisividad,
- la emisividad de la probeta, ϵ_{prob} , si se conoce su temperatura de brillo.

Según lo expuesto anteriormente, se pone de manifiesto que la técnica de teledetección no proporciona medidas directas. A fin de obtener la emisividad del material de las probetas, se ha comparado la lectura registrada por un termopar con las temperaturas obtenidas a partir de los niveles digitales de la cámara IR.

Para determinar las distintas contribuciones a la radiancia se dispuso (figura 3.21) un CN SBIR (cuerpo negro) y una placa calefactora donde se ubicaron probetas cilíndricas con y sin recubrimiento de hollín. Mediante el sistema IR se obtuvo la radiancia incidente en un proceso de calentamiento bajo las dos condiciones superficiales. Por otro lado, se registró la temperatura mediante un termopar insertado en un pequeño orificio practicado a las probetas, que las atravesaba horizontalmente hasta llegar a unos 3 mm de la superficie vista por la cámara.

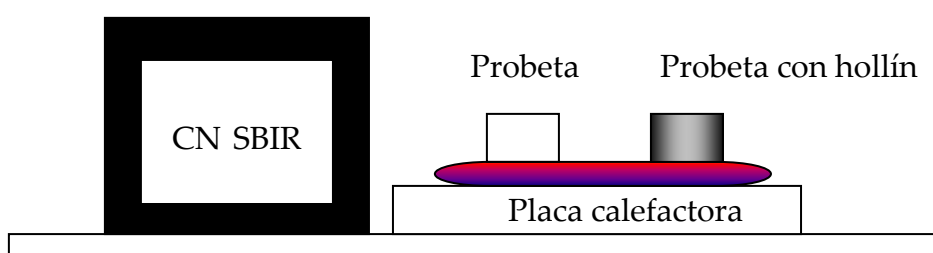


Figura 3.21: Escenario de teledetección para el cálculo de la emisividad.

Este método permitió obtener el valor de la emisividad en la superficie de la probeta, comparando y ajustando las temperaturas obtenidas a partir de los niveles digitales de la cámara, con la temperatura registrada por el termopar en distintos puntos de la superficie de la probeta.

3.3.2. Características del ensayo mecánico

En los ensayos dinámicos, los parámetros que condicionan el incremento de temperatura medido son la velocidad de impacto proyectil/barra incidente, la temperatura del ensayo y las condiciones de contacto entre las superficies de la probeta y de la máquina de ensayo.

3.3.2.1. Velocidad de deformación en el material

En los ensayos dinámicos la velocidad del impacto proyectil-barra incidente condiciona la velocidad de deformación en el material. En los ensayos cuasiestáticos (velocidad de deformación baja), se garantizan las condiciones de homogeneidad. En los ensayos dinámicos se pueden aceptar las hipótesis de tensión y deformación uniformes si se verifican las consideraciones geométricas hechas por Davies y Hunter [66]. La figura 3.22 muestra cómo la velocidad de deformación en el ensayo de compresión dinámica, permanece relativamente constante a partir de valores muy bajos de la deformación.

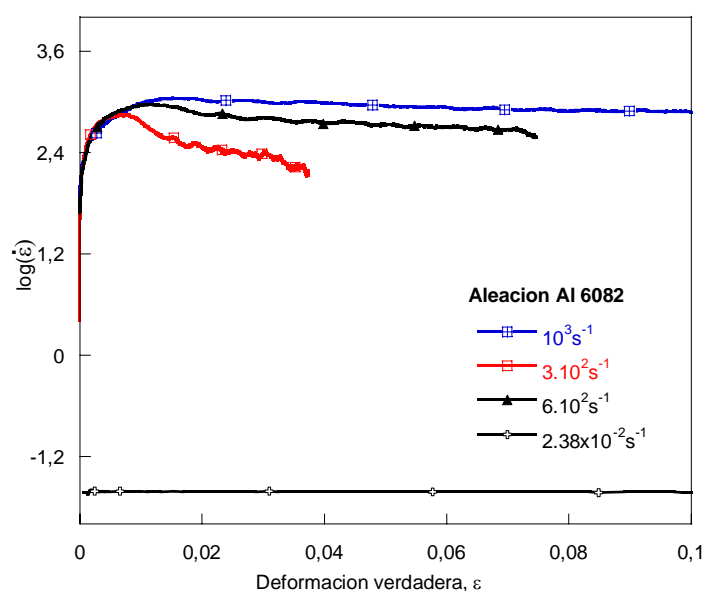


Figura 3.22: Variación de la velocidad de deformación durante ensayos a diferentes velocidades de deformación para el Al 6082.

3.3.2.2. Temperatura del ensayo

En los ensayos dinámicos, la temperatura de la probeta durante el ensayo se fija por medio de la cámara de ensayos (apartado 3.2.2.2) y del sistema de control de la temperatura (apartado 3.2.2.4), siguiendo el procedimiento descrito en el apartado 3.2.3.

3.3.2.3. Contacto probeta - barras

En los ensayos dinámicos las resistencias calientan tanto la probeta como los extremos de las barras en contacto con la probeta. El perfil de temperatura de las barras en el momento del ensayo tendrá, en consecuencia, un valor máximo en el extremo en contacto con la probeta, máximo que descenderá rápidamente hasta alcanzar la temperatura ambiente en zonas relativamente cercanas a la zona de calentamiento forzado.

Dado que la densidad y la velocidad de propagación de las ondas varían con la temperatura, el calentamiento de la barra hará variar su impedancia mecánica que es el producto de estos dos parámetros. Diversos autores han estudiado las correcciones a imponer a los datos obtenidos en los ensayos (deformación) por efecto de modificación de la impedancia de la barra causado por la variación de la temperatura. La conclusión a la que se ha llegado (Miguélez, [72]), es que estas correcciones no son necesarias si la temperatura que se alcanza no supera los 300 °C y si el calentamiento directo lo recibe principalmente el fuste de la probeta, condiciones ambas que se dan en los ensayos realizados.

Para incluir las condiciones de contacto tangencial en los ensayos dinámicos de compresión en barra Hopkinson (SHPB), Malinowski y Klepaczko [73] han estudiado el efecto de la fricción mediante balance de energía. El incremento de energía, ΔE , es igual a la suma del incremento de energía por fricción, ΔE_T , entre las superficies en contacto y de la energía absorbida por las fuerzas de inercia radial ΔE_K^R y axial ΔE_K^Z :

$$\Delta E = \Delta E_T + \Delta E_K^R + \Delta E_K^Z$$

A partir de la ecuación de balance anterior se deduce la siguiente expresión que recoge los efectos de fricción e inerciales.

$$\sigma_y - \sigma_o = \frac{\mu^*(\varepsilon)\sigma_y}{3s} + \frac{\rho d^2}{12} \left(s^2 - \frac{3}{16} \right) (\dot{\varepsilon}^2 + \ddot{\varepsilon}) + \frac{3\rho d^2}{64} \ddot{\varepsilon} \quad (3.8)$$

siendo:

σ_y , la tensión verdadera axial de compresión,

σ_o , la tensión verdadera axial, sin abarrilamiento, lubricación ideal,

μ^* , el coeficiente de fricción de Coulomb,

$s_o = h_o / d_o$, la relación de esbeltez entre altura y diámetro iniciales,

$s = h / d$, la relación de esbeltez entre altura y diámetro en cada instante.

El primer sumando de la derecha en 3.8 incluye el efecto friccional y los dos siguientes sumandos incluyen los efectos inerciales (que pueden ser no tenidos en cuenta ya que, como se puede observar en la figura 3.22, la variación de la velocidad de deformación durante este tipo de ensayos en SHPB es relativamente constante).

Si solo se tiene en cuenta la energía de fricción disipada por el contacto entre las superficies, se obtiene la relación:

$$\sigma_y = \sigma_o + \frac{\mu^*(\varepsilon)\sigma_y}{3s} \quad (3.9)$$

y, teniendo en cuenta que $\varepsilon = (h_o - h) / h_o$ se obtiene:

$$\sigma_y = \sigma_o + \frac{\mu^*(\varepsilon)\sigma_y}{3s_o} (1 - \varepsilon)^{-3/2} \quad (3.10)$$

3.3.3. Calibración radiométrica de la cámara IR

La validez del incremento de temperatura del material medido por la cámara de infrarrojos está evidentemente condicionada por el calibrado de ésta. La operación de calibración fue llevada a cabo siguiendo el procedimiento que se describe a continuación.

La calibración de la cámara IR requiere obtener los parámetros tanto del detector como del sistema óptico ($\bar{\tau}_{opt}$, T_{opt} , G_{ain} , $Offset$). Para ello fue necesario

ajustar estos parámetros mediante la función de calibrado, $F(T)$, la cual es una aproximación analítica a la integral de Planck en la ventana espectral de trabajo. Esta función depende de tres parámetros conocidos, factor espectral, B , factor de respuesta, R , y factor de forma, F , que normalmente determina el fabricante para los diferentes rangos espectrales y temperaturas de trabajo [Tabla 3.1].

$L(T, \lambda_i, \lambda_f) \cong F(T) = \frac{R}{e^{\frac{B}{T}} - F}$	3 - 5 μm	8-12 μm		
		0-300 °C	300-600 °C	600-900 °C
R ($\text{W}/\text{m}^2.\text{sr}$)	190954	5474.9	5697.7	6318.5
B (K)	3515	1486	1468	1473
F (adimensional)	4	0.49	0.45	0.48

Tabla 3.1: Parámetros B , R y F de la función de calibrado [71].

El problema práctico en la calibración IR consiste en determinar:

- la temperatura a partir del número digital, para lo que es necesario conocer los parámetros G_{ain} , y Offset que, a su vez, permiten obtener la radiancia, L , a partir de las medidas experimentales de ND (ecuación 3.3),
- la temperatura a partir de la radiancia, L , a través de la función de calibrado (F^{-1}).

Resultados de la calibración radiométrica

El calibrado se realizó a partir de medidas experimentales, tomando como referencia los valores de ND de un cuerpo negro CN (SBIR 2004) a diferentes temperaturas entre 0°C–90°C, bajo las siguientes condiciones: tiempo de integración de 100 μs , rango espectral MIR comprendido entre 3-5 μm , lente de zafiro de 100 mm y tamaños de sub-ventanas de 28x64 pixels, 64x16 pixels y 384x288 pixels (ventana completa). Los datos experimentales para la calibración IR son valores medios tomados a lo largo de una línea situada en la zona central de un CN (figura 3.23).

En la primera de las gráficas (superior izquierda) se muestra la variación del ND con la temperatura del cuerpo negro hasta la saturación del detector IR en torno a los 90 °C. En la segunda gráfica (superior derecha) se ha calculado la radiancia emitida para cada una de las temperaturas a las que se ha calentado el cuerpo negro (hasta la estabilización térmica). Puede observarse la dependencia lineal que existe entre la intensidad de radiación del correspondiente valor proporcionado por el conversor AD (es decir, el ND).

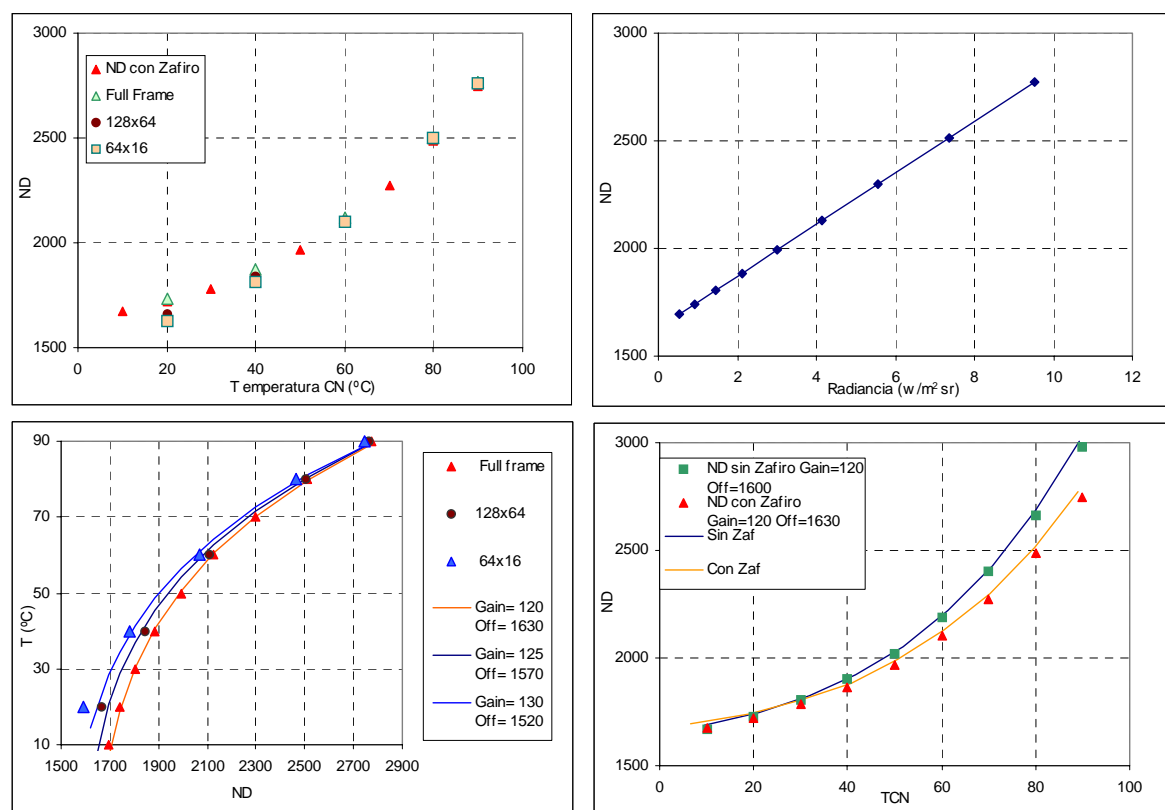


Figura 3.23: Resultados obtenidos para la calibración de la cámara IR frente al CN extenso de la cámara TS (filtro) con y sin zafiro.

En la gráfica inferior izquierda se muestra la relación entre ND y la temperatura T obtenida con los valores G_{ain} y Offset; las líneas continuas son los ajustes obtenidos utilizando estimaciones de los parámetros G_{ain} y Offset para cada configuración de medida de la cámara. La figura inferior derecha muestra el ajuste de temperatura a partir del ND del CN y de los parámetros G_{ain} , y Offset que

mejor ajustan para las dos condiciones de medida con y sin lente de zafiro. La tabla 3.2 resume los resultados obtenidos.

Cámara IR	ND con Zafiro			ND sin Zafiro
	384x288 pixels	28x64 pixels	64x16 pixels	384x288 pixels
Gain	120	125	130	120
Offset	1630	1570	1520	1600
τ	0.802	0.802	0.802	1

Tabla 3.2. Resultados de la calibración para la cámara IR con y sin lente de zafiro para diferentes tamaños de ventana.

Los resultados de la calibración evidencian que los valores de los parámetros G_{ain} y Offset dependen de la ventana utilizada y de la óptica utilizada. Una posible explicación es que los píxeles de la región central tienen unos valores de G_{ain} y Offset que se separan del promedio. En ese caso, se debería encontrar un resultado semejante para referencias recortadas de la región central de una imagen obtenida con la imagen completa y las imágenes obtenidas en modo sub-ventana. Sin embargo, como se aprecia en la gráfica 3.24, las sub-ventanas recortadas de la imagen completa tienen un comportamiento bastante semejante a las de la ventana completa, mientras que en las imágenes tomadas para cada una de las sub-ventanas (384x288 pixels, 128x64 pixels, 64x16 pixels) los valores del ND son bastante distintos.

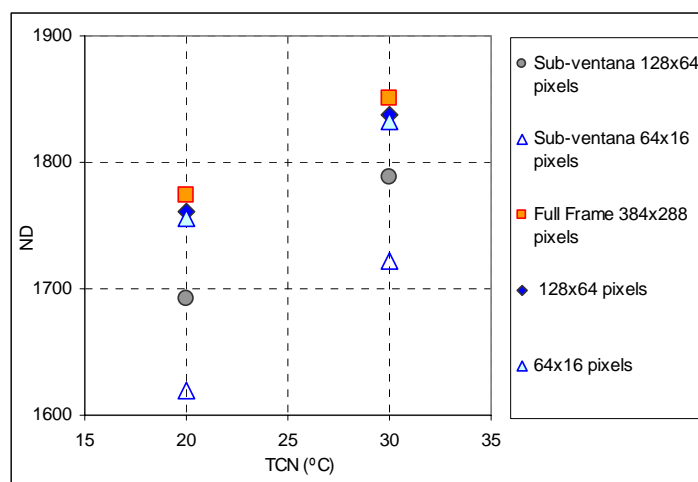


Figura 3.24: Referencias de “full frame” y sub-ventanas 128x64, 64x16 pixels.

Por otra parte, los ajustes de las sub-ventanas presentan desviaciones significativas en el rango bajo de temperaturas, por lo que se ha decidido optimizar el ajuste para el valor de 40 °C (figura 3.23). Esto hace suponer que a bajas temperaturas, se está subestimando la temperatura. Este comportamiento es distinto del de la ventana completa que se ajusta muy bien en todo el rango de temperaturas, lo que hace pensar que hay una desviación de la linealidad cuando se adquiere en una sub-ventana.

3.4. Técnicas Numéricas

De los ensayos realizados se obtienen valores de los parámetros que caracterizan el comportamiento termo-mecánico de los materiales ensayados. Utilizando modelos numéricos que incluyen estos parámetros se hacen predicciones del comportamiento termo-mecánico del material.

Por otro lado, para obtener los coeficientes de la ley tensión-deformación del material a partir de mediciones del incremento térmico, se han de aplicar técnicas numéricas de resolución de sistemas de ecuaciones no lineales.

3.4.1. Modelos de los ensayos

Modelos físico, matemático y numérico

Los procesos que se modelizan son el ensayo de compresión cuasiestático y el dinámico. El modelo físico de estos procesos toma en consideración la geometría de la probeta, las características termo-mecánico del material y las condiciones de contorno e iniciales del proceso: sistema de apoyo y aplicación de la carga. En el caso del ensayo cuasiestático, la acción de la máquina de ensayo puede considerarse aplicada directamente sobre la probeta sin que sea necesario tener en cuenta más características de ésta que su propia rigidez. Sin embargo, en el caso del ensayo dinámico, la aparición de ondas de compresión y de tracción en el

sistema requiere tener en cuenta toda la geometría de la SHPB así como el material que las constituye.

A partir del modelo físico se desarrolla un modelo matemático consistente en un conjunto de variables y constantes interrelacionadas en un sistema de ecuaciones en derivadas parciales (ecuaciones de la Mecánica de Sólidos) con unas condiciones iniciales y de contorno definidas. Las variables modelizan la geometría y características de los elementos del modelo físico y las ecuaciones describen las relaciones entre estos.

Para formular un modelo termoviscoplastico, de acuerdo con la teoría matemática de la plasticidad, es necesario disponer de una relación explícita entre tensión y deformación que describa el comportamiento del material en régimen elástico, de un criterio de plastificación de manera que una vez rebasada la tensión de plastificación que lo define se inician las deformaciones plásticas y de una regla de flujo plástico que regule las deformaciones plásticas (apartado 2.3.2).

La resolución numérica de las ecuaciones que constituyen el modelo matemático se lleva a cabo mediante el método numérico de los Elementos Finitos. Este método permite obtener una aproximación a la solución de las ecuaciones diferenciales del problema matemático mediante funciones a trozos definidas sobre partes yuxtapuestas de la estructura (elementos finitos) conectadas en puntos denominados nodos y que constituyen una partición del dominio a estudiar.

Código de calculo

Para el análisis de modelos dinámicos se ha utilizado el código comercial de elementos finitos ABAQUS/Explicit. El análisis de la evolución en el tiempo del estado tensional y deformacional se lleva a cabo por integración directa de las ecuaciones de movimiento siguiendo un esquema de tipo explícito

Para el análisis de modelos cuasiestáticos se ha utilizado el código comercial de elementos finitos ABAQUS/Standard. El análisis de la evolución en el tiempo del estado tensional y deformacional se lleva a cabo por integración directa de las ecuaciones de movimiento siguiendo un esquema de tipo implícito.

Ambos códigos ofrecen grandes capacidades de análisis incluyendo la posibilidad de definir ecuaciones constitutivas específicas por medio de subrutinas de usuario.

3.4.2. Algoritmo de ajuste de parámetros

La aplicación del procedimiento descrito en 3.1 para la determinación de los parámetros de la ley tensión-deformación conduce al sistema de ecuaciones.

$$\begin{aligned} (\dot{\bar{\epsilon}}_1, T_1) &\rightarrow \Delta T_{m1} = \Delta T_{c1}(\bar{\epsilon}_1^p, \dot{\bar{\epsilon}}_1^p, T_1; p_1, \dots, p_N) \\ \vdots & \quad \quad \quad \vdots \\ (\dot{\bar{\epsilon}}_M, T_M) &\rightarrow \Delta T_{mM} = \Delta T_{cM}(\bar{\epsilon}_M^p, \dot{\bar{\epsilon}}_M^p, T_M; p_1, \dots, p_N) \end{aligned} \quad (3.11)$$

cuyas incógnitas son los parámetros cuyos valores se quieren determinar.

Para obtener la mejor solución del sistema se busca el valor mínimo del error cuadrático medio

$$E_{CM}(f) = \left(\frac{1}{M} \sum_{i=1}^M |\Delta T_{mi} - \Delta T_{ci}|^2 \right) \quad (3.12)$$

entre las variables “incremento térmico medido $\Delta T_{m,i} = (\bar{x}_i, \Delta T_{m_i})_{i=1 \dots m}$ ” e “incremento térmico calculado $\Delta T_{c,i} = \Delta T_c(\bar{x}_i; \bar{p})$ ” donde \bar{x}_i es el vector de variables independientes $(\bar{\epsilon}^p, \dot{\bar{\epsilon}}^p, T)$ y \bar{p} es el vector de parámetros de ajuste.

Este valor mínimo se obtiene anulando las derivadas parciales de la expresión 3.12 respecto de las componentes del vector de parámetros \bar{p} , lo que da lugar al sistema de ecuaciones:

$$\frac{\partial E_{CM}(f)}{\partial p_j} = \frac{1}{M} \sum_{i=1}^M 2[\Delta T_{mi} - \Delta T_{ci}(\bar{x}_i; \bar{p})] \frac{\partial \Delta T_{ci}(\bar{x}_i; \bar{p})}{\partial p_j} = \frac{2}{M} \sum_{i=1}^M E_i \frac{\partial \Delta T_{ci}(\bar{x}_i; \bar{p})}{\partial p_j} = 0 \quad (3.13)$$

Descrito en forma matricial el sistema de ecuaciones 3.13 se puede expresar como:

$$\bar{F} = \begin{Bmatrix} \frac{\partial E_{CM}(f)}{\partial p_1} \\ \vdots \\ \frac{\partial E_{CM}(f)}{\partial p_N} \end{Bmatrix}_{N \times 1} = \frac{2}{M} \begin{pmatrix} \frac{\partial \Delta T_{c1}}{\partial p_1} & \dots & \frac{\partial \Delta T_{cM}}{\partial p_1} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \frac{\partial \Delta T_{c1}}{\partial p_N} & \dots & \frac{\partial \Delta T_{cM}}{\partial p_N} \end{pmatrix}_{N \times M} \cdot \begin{Bmatrix} E_1 \\ \vdots \\ E_M \end{Bmatrix}_{M \times 1} = \begin{Bmatrix} 0 \\ \vdots \\ 0 \end{Bmatrix} \quad (3.14)$$

La solución del anterior sistema no lineal, se realizó aplicando el método de Newton-Raphson. En la figura 3.25 se muestra el diagrama de flujo del programa (escrito en lenguaje FORTRAN) que se ha elaborado incluyendo este conocido algoritmo.

El grado de fiabilidad de la función de ajuste al conjunto de datos medidos se evaluó utilizando el coeficiente de correlación lineal R^2 .

$$R^2 = \frac{(M \sum x_i y_i - \sum x_i \sum y_i)^2}{(M \sum x_i^2 - (\sum x_i)^2)(M \sum y_i^2 - (\sum y_i)^2)} \quad (3.15)$$

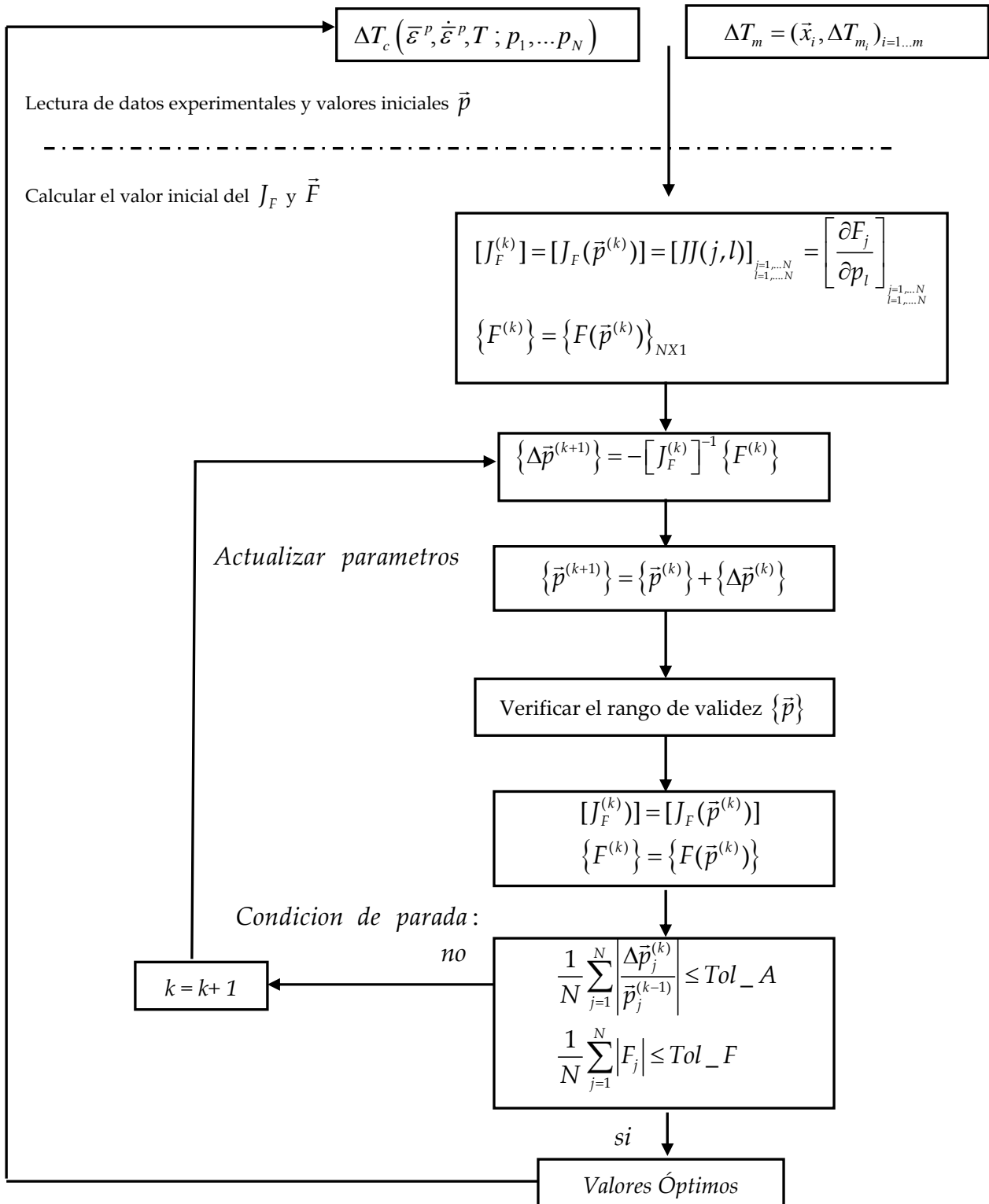


Figura 3.25: Diagrama de flujo del algoritmo de ajuste.

CAPÍTULO 4

DISCUSIÓN DE RESULTADOS

4.1. Introducción

En este capítulo se identifican los materiales utilizados en el estudio, se presentan los resultados de ensayos de caracterización mecánica y se describen los resultados obtenidos en los análisis realizados (ensayos y análisis numéricos) tanto en condiciones cuasiestáticas como dinámicas.

En el apartado 4.2 se presentan los resultados experimentales obtenidos en ensayos de caracterización mecánica en diferentes condiciones de ensayo así como

la operativa seguida y los resultados obtenidos en el proceso de caracterización de su emisividad superficial.

En el apartado 4.3 se exponen y discuten los resultados obtenidos en los análisis en condiciones cuasiestáticas. El objetivo principal de estos análisis fue validar la técnica de medición IR.

En el apartado 4.4 se exponen y discuten los resultados obtenidos en los análisis en condiciones dinámicas. Se incluye en el apartado los resultados habidos al aplicar el procedimiento descrito en 3.1 para la estimación de parámetros de una ley constitutiva (modelo Johnson–Cook).

4.2. Materiales

Los materiales utilizados en el estudio fueron los siguientes: la aleación Al 6082 (Al-1.3Si-1.0Mn-1.2Mg), la aleación Mg ZC71 (Mg-6.5Zn-1.2Cu-0.5Mn) y la misma aleación Mg ZC71 reforzada con un 12% en volumen de partículas de SiC. Se ha buscado trabajar con materiales que difiriesen en su comportamiento termomecánico como es el caso de las dos aleaciones de Aluminio y Magnesio; considerando que el refuerzo de SiC modificaba el comportamiento deformacional de la aleación de Magnesio, se consideró, también, estudiar esta aleación reforzada.

Los valores de los principales parámetros termomecánicos de los tres materiales se muestran en la tabla 4.1.

<i>Material</i>	$\alpha (K^{-1})$	$K(W/mK)$	C_p (J/KgK)	$E(Mpa)$	$\sigma_y (MPa)$ (0.2%)	$\rho(Kg / m^3)$
ZC71-T6	26×10^{-6}	123	960	44200	324	1870
ZC71+SiC	18.5×10^{-6}	112	960	63000	370	2000
Al 6082	23.5×10^{-6}	174	960	70000	300	2710

Fuente: AlUMAFEL, Madrid y MELRAM composite, Inglaterra.

Tabla 4.1: Propiedades mecánicas de los materiales ensayados.

4.2.1. Caracterización mecánica

La caracterización mecánica de los materiales en estudio se ha llevado a cabo mediante ensayos de compresión a diferentes temperaturas y velocidades de deformación. En los ensayos tanto estáticos como dinámicos se utilizaron probetas de geometría cilíndrica (7.0 mm de altura y 14 mm de diámetro).

En la tabla 4.2 se enumeran los ensayos de compresión cuasiestáticos realizados, para un rango de velocidad de deformación entre 0.001 s^{-1} y 0.03 s^{-1} y un intervalo de temperatura entre 296 K y 423 K.

Material	Vel. Deformación(s^{-1})	Temperatura (K)
ZC71-T6	0.0238	296
	0.003	296
	0.0238	373
	0.003	373
ZC71+SiC	0.003	296
	0.0238	296
	0.0238	373
	0.003	373
Al 6082	0.001	296
	0.003	296
	0.0238	296
	0.001	373
	0.003	373
	0.0238	373
	0.0238	423

Tabla 4.2: Ensayos de compresión cuasiestática.

De los ensayos cuasiestáticos realizados se obtuvieron las gráficas σ - ϵ así como la evolución en el tiempo del incremento térmico (apéndice B). De las gráficas σ - ϵ en el rango de velocidades correspondiente a estos ensayos, se deduce que la velocidad de deformación tiene escasa influencia en el comportamiento mecánico de los materiales analizados; sin embargo, la temperatura tiene una mayor influencia, como puede observarse en las gráficas de las figuras 4.1, 4.2 y 4.3.

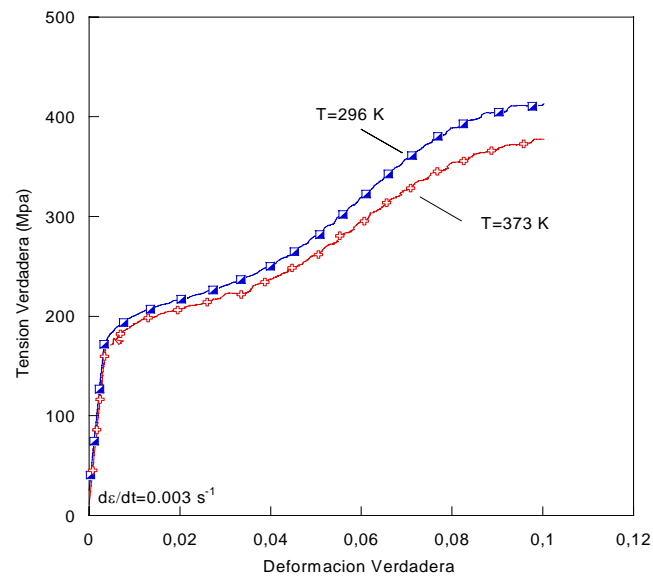


Figura 4.1: Relación σ - ε de la aleación de Magnesio, ZC71 ($\dot{\varepsilon}=0.003 \text{ s}^{-1}$).

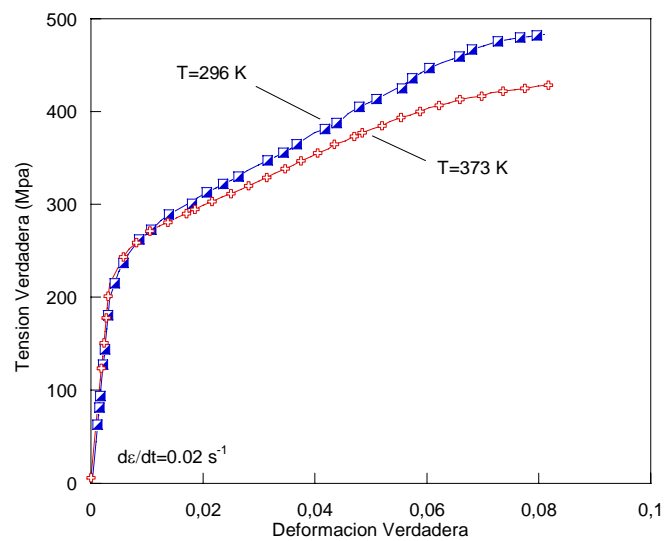


Figura 4.2: Relación σ - ε de la aleación ZC71 reforzada ($\dot{\varepsilon}=0.0238 \text{ s}^{-1}$).

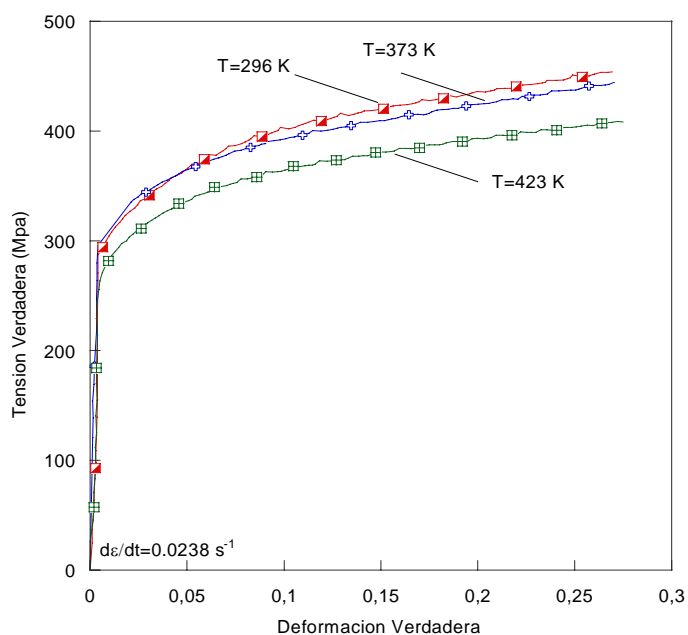


Figura 4.3: Relación σ - ϵ de la aleación Al 6082 ($\dot{\epsilon}=0.0238 \text{ s}^{-1}$).

Los ensayos cuasiestáticos no pueden, ni mucho menos, considerarse adiabáticos. En el valor que alcanza en cada instante de tiempo la temperatura en la superficie de la probeta intervienen procesos de conducción, convección y radiación, lo que aleja la posibilidad de asociar el incremento térmico con la deformación plástica.

En la tabla 4.3 se identifican los ensayos dinámicos realizados de la aleación Al 6082. Estos ensayos se realizaron para diferentes velocidades de deformación, correspondientes a tres distintos valores de presión en el sistema neumático de la barra Hopkinson (1, 2 y 3 bares respectivamente) y dos temperaturas de ensayo (296 K, 373 K, 423 K).

Material	Vel Impacto (m/s)	Temperatura (K)	Vel. Deformación(s^{-1})
Al 6082	7.151	296	300
	14.658	296	600
	17.98	296	1000
	14.232	373	850
	18.022	423	1500

Tabla 4.3: Ensayos de compresión dinámica de la aleación Al 6082.

Como resultado de cada ensayo en condiciones dinámicas, se obtuvo la gráfica σ - ϵ ; en el apéndice C se incluyen las gráficas obtenidas.

Los resultados de los ensayos de compresión dinámica ponen de manifiesto que el comportamiento mecánico es poco influenciado por la velocidad de deformación, sin embargo evidencian sensibilidad del material a la temperatura.

En la figura 4.4.a) se muestra las gráficas σ - ϵ para tres velocidades de deformación a temperatura ambiente y la figura 4.4.b) muestra las gráficas σ - ϵ para tres diferentes temperaturas de ensayo.

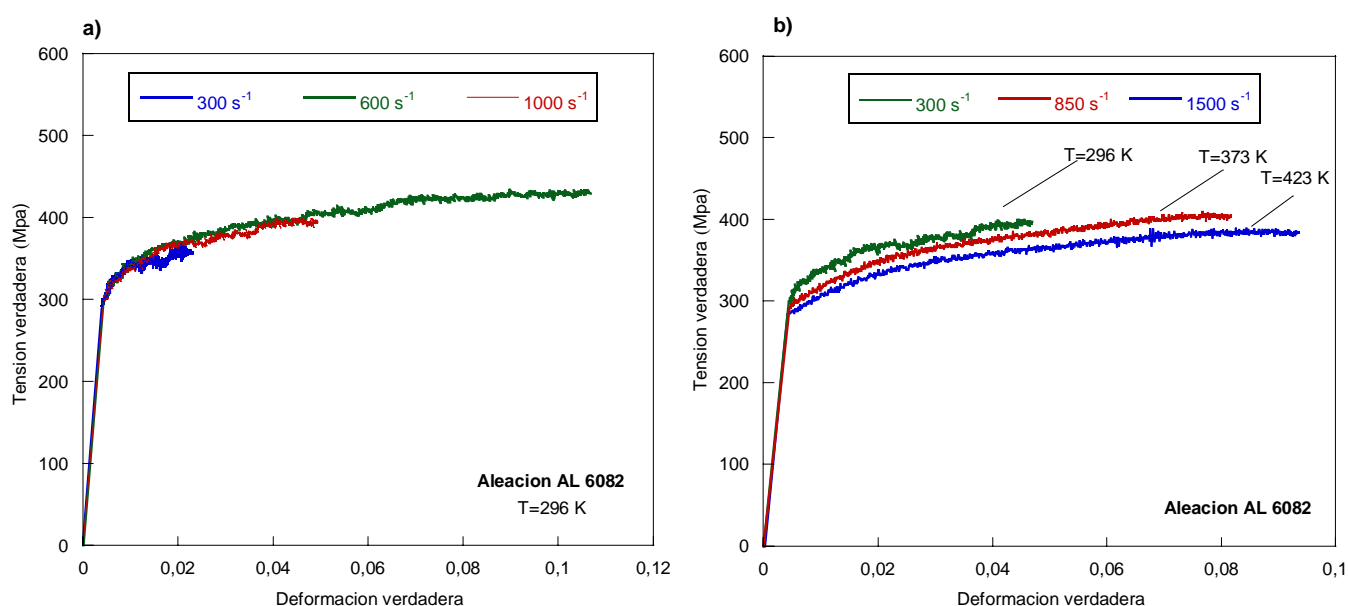


Figura 4.4: a) Gráfica σ - ϵ para la aleación Al 6082 a (300 s^{-1} - 600 s^{-1} - 1000 s^{-1}), b) Gráfica σ - ϵ para la aleación Al 6082 a (296 K - 373 K - 423 K).

La reproducibilidad de los ensayos, tanto cuasiestáticos como dinámicos, se ha verificado comparando varios resultados de diferentes probetas ensayadas en las mismas condiciones experimentales. Las gráficas σ - ϵ y ΔT - t resultantes se superponen completamente.

4.2.2. Medición de la emisividad superficial

En el apartado 3.3.1.2 se describe el método comparativo utilizado para el cálculo de los valores de la emisividad superficial de los materiales metálicos utilizados. En las figuras 4.5 a) y c) se comparan la temperatura medida por el termopar (TC en la leyenda) y la medida con la cámara IR (Tbr en la leyenda) para la aleación de Magnesio ZC71-T6. La nomenclatura en cada gráfica refiere a la técnica de medida, al material y al tipo de superficie (H y/o B), donde H (H1...H4) representa diferentes zonas de la superficie de la probeta con recubrimiento de hollín y B (B1...B4) representa diferentes zonas de la superficie de la probeta libre de recubrimiento.

En las figuras 4.5 b) y d) se muestra la temperatura medida por el termopar y la medida con la cámara IR habiendo corregido el valor de la emisividad que ajusta a la medida del termopar.

Los valores de emisividad calculados en diferentes secciones sobre la probeta muestran que la superficie tanto recubierta con hollín como sin recubrimiento presenta un valor de emisividad constante, pero se evidencia la baja emisividad de los metales pulidos. En la tabla 4.4, se muestran los valores de la emisividad obtenidos con y sin recubrimiento de hollín.

<i>Material</i>	<i>Emisividad ϵ_B</i>	<i>Emisividad ϵ_H</i>
ZC71-T6	0.11	0.7
ZC71+SiC	0.1	0.65
AL 6082	0.3	0.95

Tabla 4.4: Valores de la emisividad obtenida con y sin recubrimiento de hollín.

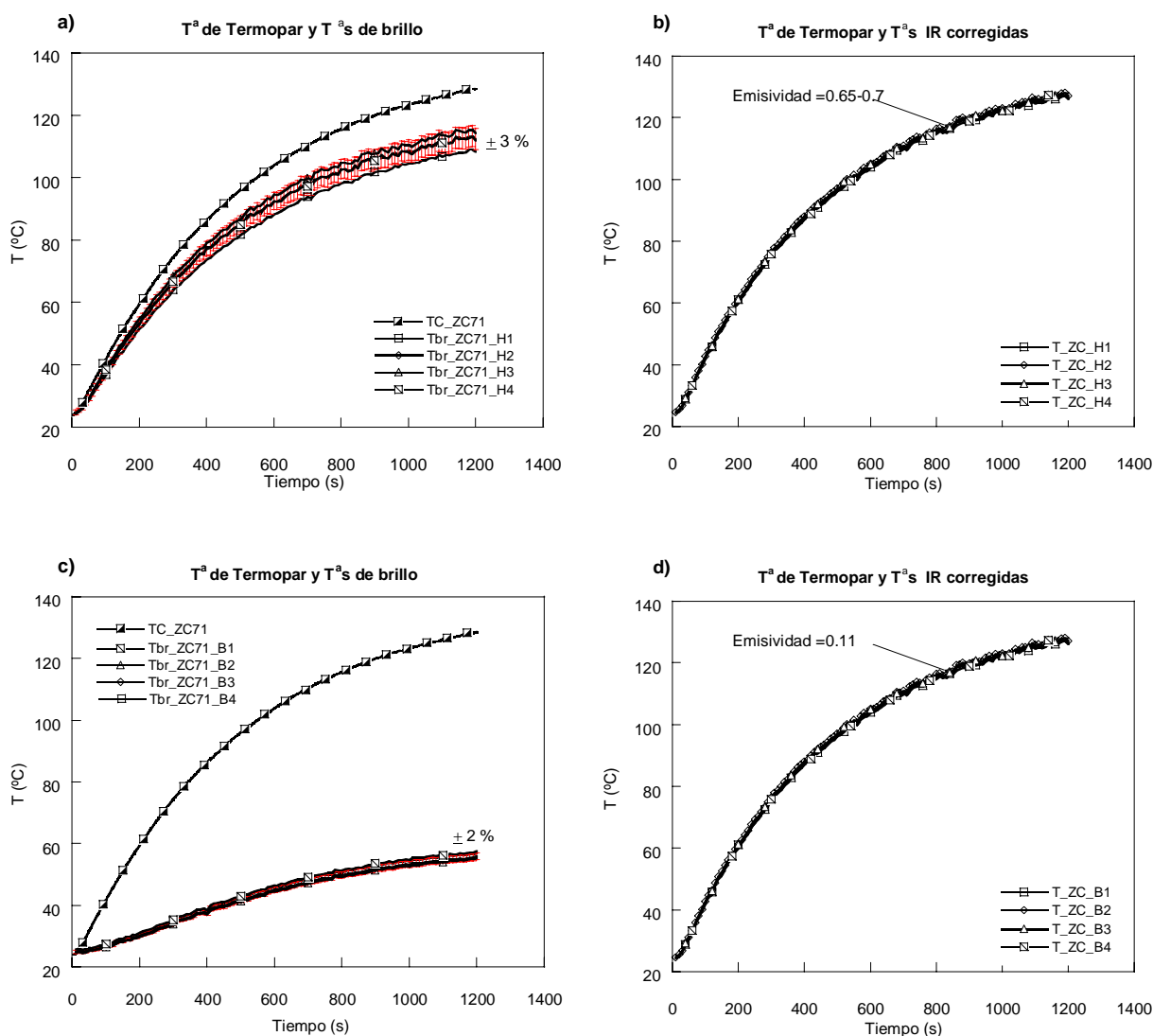


Figura 4.5. Medidas de termopar y de cámara IR.

4.3. Análisis en condiciones cuasiestáticas

A continuación se describen y comentan los valores del incremento térmico obtenido en los ensayos de compresión estática en su relación con la temperatura del ensayo y con la velocidad de deformación así como con la condición de lubricación entre probeta y plato de compresión. Igualmente se incluyen los resultados de los análisis numéricos del ensayo de compresión estática.

4.3.1. Resultados de los ensayos

De la interpretación sincronizada de los datos del ensayo, relación fuerza/desplazamiento y radiancia emitida, se ha obtenido la evolución temporal del incremento térmico durante el proceso de deformación.

La figura 4.6 muestra, como ejemplo, las gráficas σ - ϵ , a) y ΔT -t, b), de la aleación de Magnesio reforzada, obtenidas a temperatura ambiente, con lubricación entre probeta y plato de compresión a una velocidad de deformación de 0.0238 s^{-1} . En la gráfica 4.6 b) se muestran las gráficas ΔT -t obtenidas en los cuatro puntos de medición IR sobre la superficie de la probeta, gráficas que se diferencian a partir del instante de la rotura.

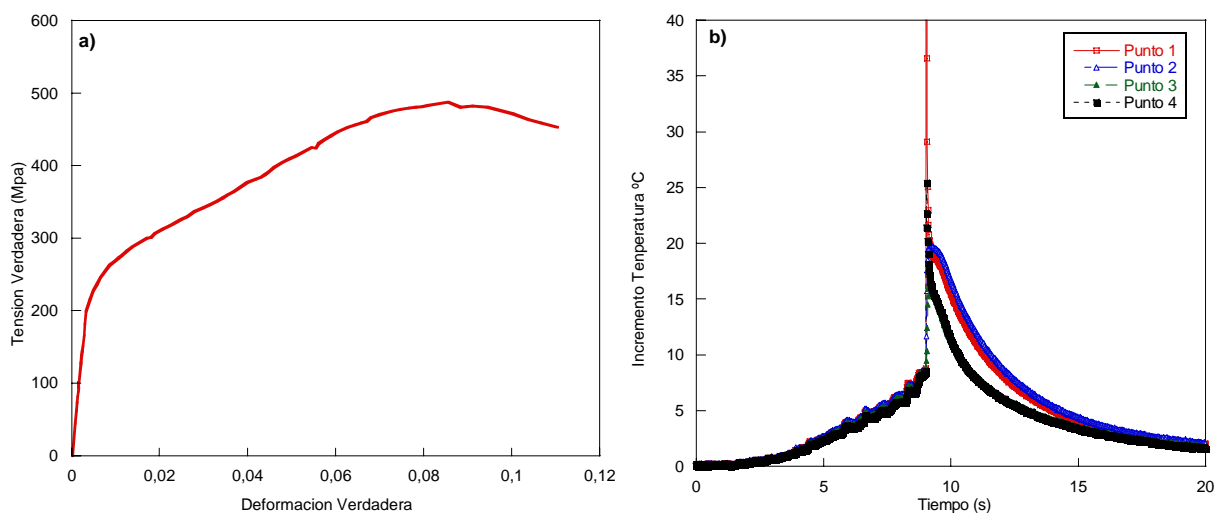


Figura 4.6: Relaciones $\sigma - \epsilon$ y ΔT -t de la aleación Mg ZC71 reforzada, con película de lubricante y a temperatura ambiente.

Durante el ensayo se produce un incremento de temperatura hasta alcanzar los $9 \text{ }^{\circ}\text{C}$ por encima de la temperatura del ensayo. Una vez finalizado el periodo de compresión uniforme se produce una rotura brusca de ésta según planos de deslizamiento con una generación alta y no uniforme de calor.

Como resumen comparativo de las gráficas incluidas en el apéndice B, en la figura 4.7 se muestran las gráficas a), σ - ϵ y b) ΔT - ϵ , para los tres materiales

estudiados. Puede observarse la concordancia entre ambas gráficas para cada material.

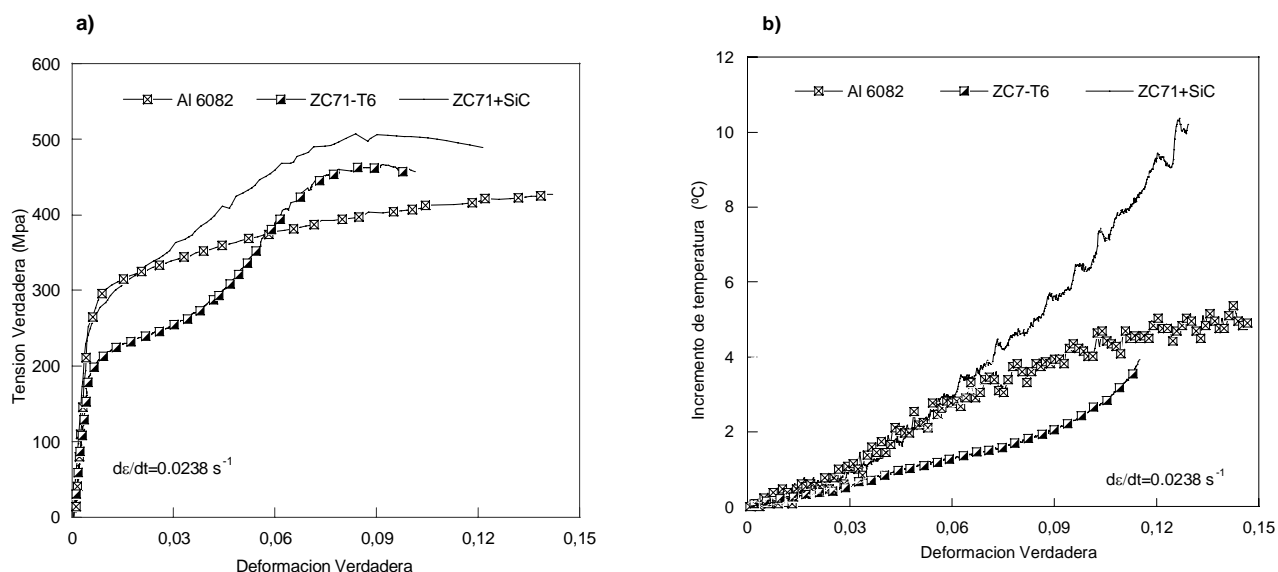


Figura 4.7:a) Gráficas σ - ϵ y b) ΔT - ϵ para los tres materiales estudiados.

4.3.1.1. Influencia de la fricción entre probeta y máquina de ensayo

Si en el ensayo se lubrica la superficie de contacto entre probeta y plato de compresión, la deformación en la probeta es prácticamente uniaxial. Si, por el contrario, no se lubrica la superficie de contacto, se produce el conocido efecto de abarilamiento de la probeta asociado a la aparición de fuertes tensiones de cortadura y el consiguiente aumento del incremento de temperatura asociado a la deformación plástica.

La influencia de la condición de contacto entre la probeta y máquina de ensayo en el incremento de temperatura por deformación, se analizó en la aleación Mg ZC71 reforzada mediante ensayos a dos velocidades de deformación ($2.38 \times 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ - 0.003 s^{-1}), realizándose dos repeticiones de cada ensayo. Los parámetros de los ensayos se muestran en la tabla 4.5.

Ensayo	Vel. Pistón (mm/min)	$\dot{\varepsilon} = \frac{V_p}{60L_0} \text{ (s}^{-1}\text{)}$	IPS(Hz)	Fricción	Píxels
Nº 1 y Nº 3	10	0.0238	605	Lub.	128x64
Nº 2 y Nº 4	10	0.0238	605	No Lub.	128x64
Nº 5 y Nº 7	1.26	0.003	605	Lub	128x64
Nº 6 y Nº 8	1.26	0.003	605	No Lub.	128x64

Tabla 4.5: Condiciones de ensayo para la aleación de Magnesio reforzado.

Las probetas utilizadas en la condición de ensayo “Lub.” fueron sometidas a un proceso de desbaste mediante papeles con abrasivos y de pulido a espejo con alúmina Al_2O_3 , (tamaño $< 0.3 \mu\text{m}$). Para la disminución de la fricción existente entre la probeta y la maquina de ensayo se utilizó una película de lubricante (Bisulfuro de Molibdeno, MoS_2)

Las imágenes IR se obtuvieron con un tiempo de integración $T_{ADQ}=1 \text{ ms}$, una ventana de 128x64 píxeles y 605 IPS (imágenes por segundo) es decir, con un intervalo de 1,653 ms entre imágenes consecutivas.

En la figura 4.8 se muestran la gráficas ΔT -t obtenidas en los ensayos 1, 2, 3 y 4 (velocidad de deformación de 0.0238 s^{-1}). En la figura 4.9 se muestran la gráficas ΔT -t obtenidas en los ensayos 5, 6, 7 y 8 (velocidad de deformación de 0.003 s^{-1}).

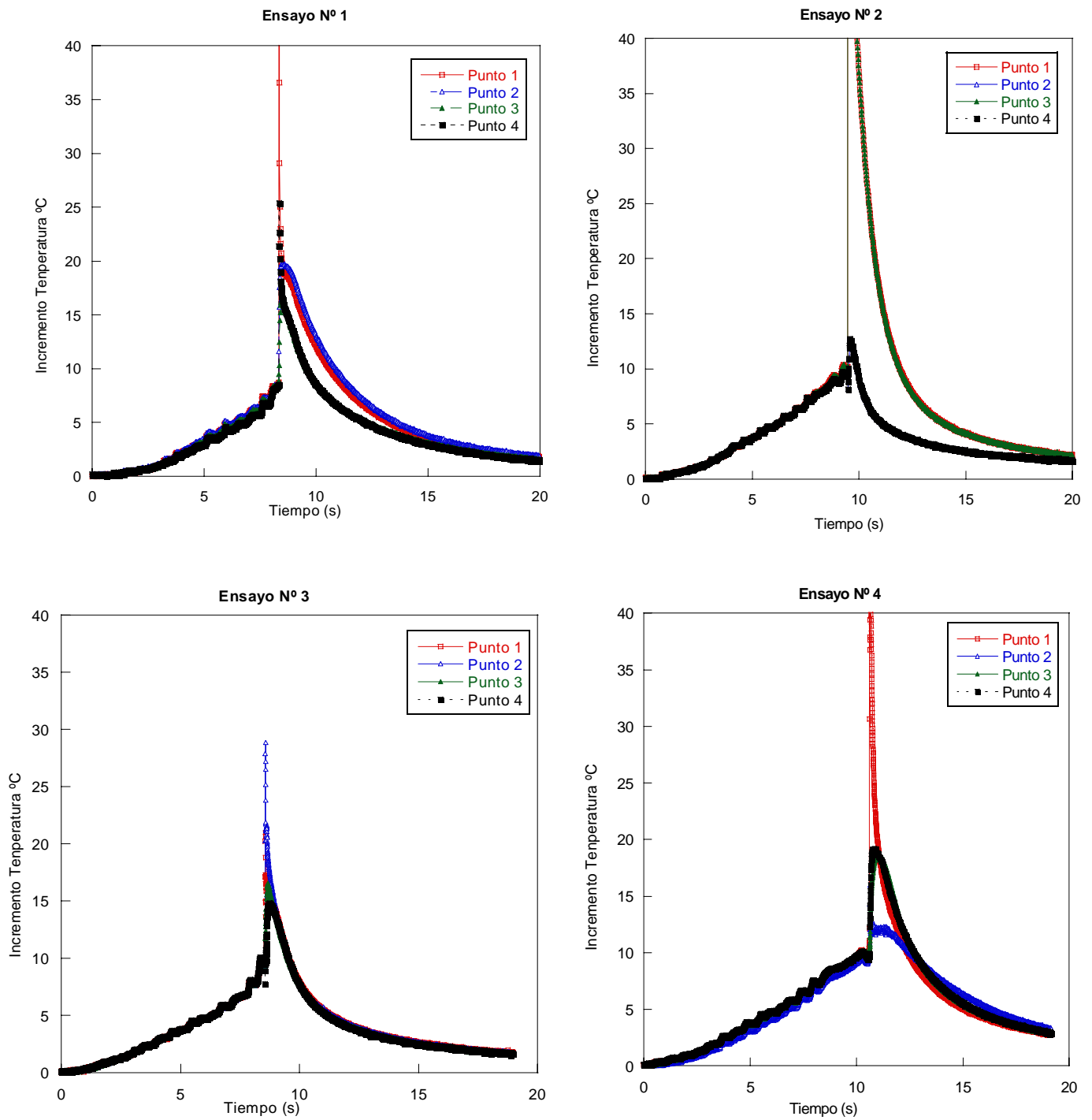


Figura 4.8: Incremento térmico de la aleación Mg ZC71 reforzada siendo
 $(\dot{\epsilon} = 0.0238 \text{ s}^{-1})$.

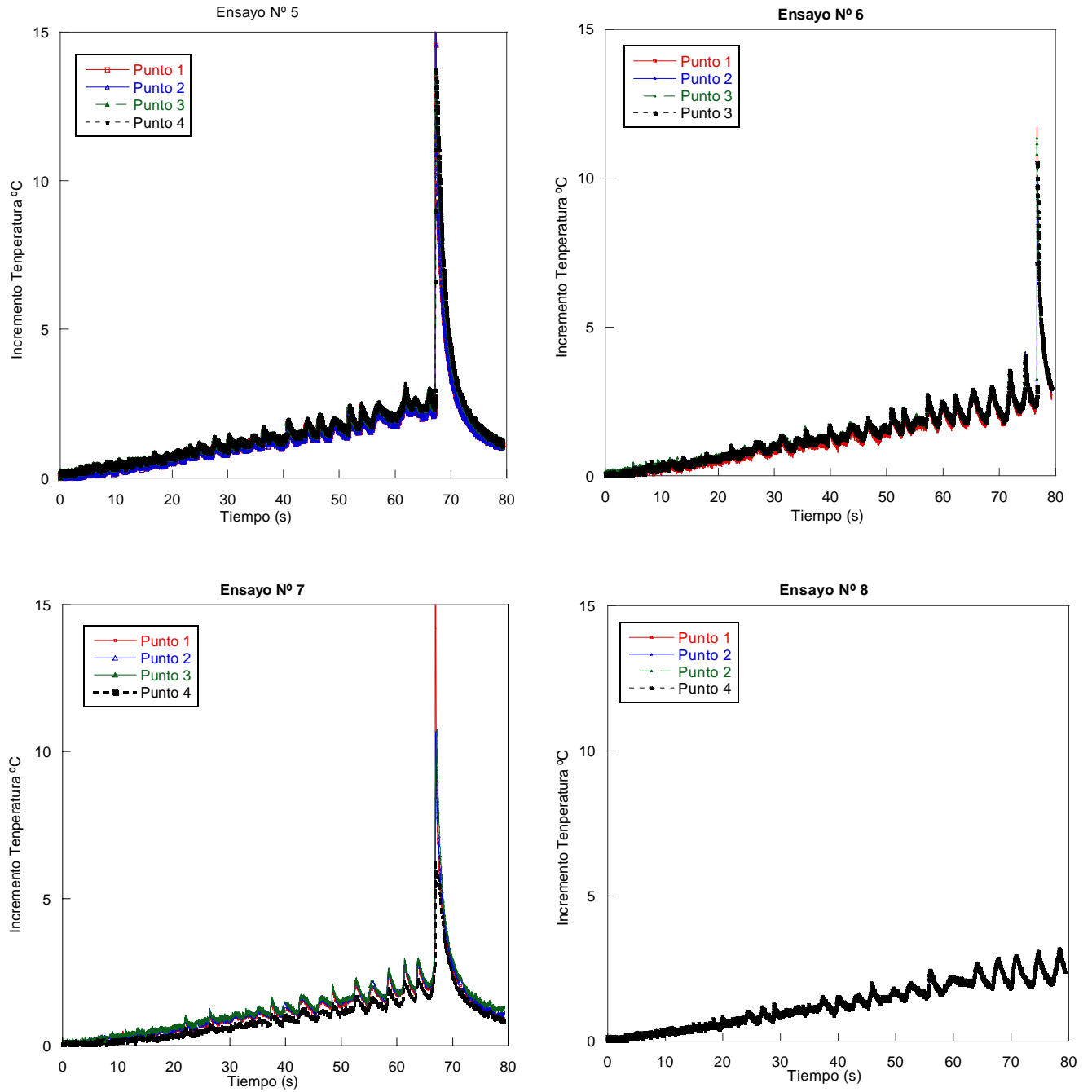


Figura 4.9: Incremento térmico de la aleación Mg ZC71 reforzada
siendo($\dot{\epsilon} = 0.003 \text{ s}^{-1}$).

En la tabla 4.6 se incluyen los incrementos máximos de temperatura obtenidos en los ensayos cuasiestáticos citados. Para la misma velocidad de deformación, los valores máximos de la temperatura en las dos situaciones de lubricación, corresponden a los mismos valores de la deformación plástica.

$\dot{\epsilon}$ (s ⁻¹)	Fricción	T ensayo	ΔT °C
0.0238	Lubr.	23	9
0.0238	No lubr.	23	10
0.003	Lubr.	23	2.5
0.003	No lubr.	23	2.5

Tabla 4.6: ΔT obtenidos en ensayos cuasiestáticos, con y sin lubricación, de la aleación de Mg ZC71 reforzada.

De los valores del incremento de temperatura mostrados en la tabla 4.6 se infiere el efecto de la lubricación. Si el rozamiento probeta-plato de compresión no se disminuye mediante el pulido de la probeta y el uso de lubricante, el incremento de temperatura asociado a la deformación plástica aumenta en 1 °C por encima del que se produce con buena lubricación. En el caso de la velocidad de deformación más baja (0.003 s⁻¹) los valores del incremento de temperatura medido no permiten confirmar la anterior afirmación.

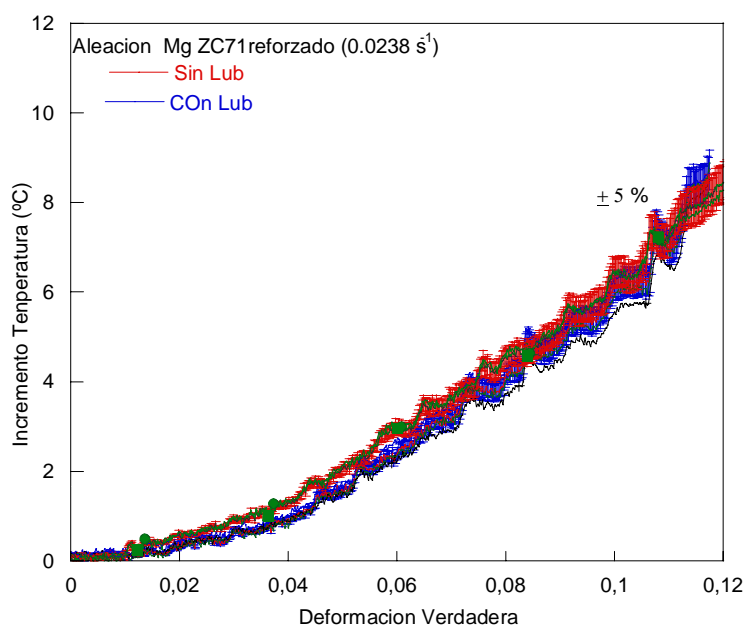


Figura 4.10: ΔT - ϵ , con y sin lubricante, para la aleación Mg ZC71 reforzada.

Como resultado del estudio experimental se evidencian dos aspectos importantes, el primero de los cuales es la influencia de las condiciones de contacto en el incremento térmico medido. Como se observa en la figura 4.10, las diferencias de incremento térmico detectadas en las dos condiciones de contacto

son del orden de 5 % lo que lleva a la conclusión de la escasa influencia de estas condiciones en el incremento térmico por deformación en la aleación Mg ZC71 reforzada.

4.3.1.2. Influencia de la temperatura y de la velocidad de deformación en el ΔT

Los ensayos cuyos resultados se comentan a continuación fueron hechos en todos los casos puliendo la probeta y lubricando el contacto probeta-plato de compresión; en consecuencia, no se relaciona la temperatura ni la velocidad de deformación con la lubricación. Las velocidades de deformación consideradas fueron las mismas que en el estudio de influencia de la lubricación (0.0238 y 0.003 s⁻¹); en el caso de la aleación Al 6082 se ensayó, además, a una velocidad de 0.001 s⁻¹.

En la tabla 4.7 se incluyen los incrementos máximos de temperatura obtenidos en los ensayos cuasiestáticos de los tres materiales. De los valores mostrados en la tabla se deduce que, para los tres materiales, el incremento de temperatura aumenta con la velocidad de deformación. Este hecho es claramente debido al incremento de la resistencia máxima de los materiales al aumentar la velocidad de deformación.

Igualmente se deduce que, para los tres materiales, el incremento de temperatura es menor al aumentar la temperatura del ensayo. Este hecho es debido al ablandamiento que sufren los materiales al aumentar la temperatura de ensayo.

Material	$\dot{\epsilon}$ (s ⁻¹)	T ensayo	ΔT °C
ZC71 reforzado	0.0238	23	8
	0.003	23	3
	0.0238	100	4
	0.003	100	---
AL 6082	0.0238	23	5
	0.003	23	0.6
	0.001	23	0.5
	0.0238	100	3.6
	0.003	100	1.7
	0.001	100	1
ZC71-T6	0.0238	23	4
	0.003	23	0.8
	0.0238	100	3.5
	0.003	100	0.3

Tabla 4.7: Incrementos de temperatura alcanzados.

La aleación Al 6082 sufre incrementos máximos de temperatura mayores que los que sufre la aleación Mg ZC71-T6, hecho éste que puede asociarse a su mayor ductilidad siendo los valores de la carga máxima comparables.

La aleación Mg ZC71 reforzada sufre incrementos máximos de temperatura mayores que los que sufre la aleación Mg ZC71-T6, hecho éste que no puede asociarse a una mayor ductilidad sino a las fuertes deformaciones plásticas asociadas a la decohesión y rotura de las partículas durante el proceso de deformación.

4.3.1.3. Observaciones sobre inestabilidades plásticas

La sensibilidad tanto de la técnica de medición IR como de la máquina de ensayo en los ensayos de compresión cuasiestática, se evidencia observando los resultados de los ensayos. En la figura 4.11 a) se muestra la gráfica fuerza-desplazamiento obtenida en el ensayo N° 5 (Tabla 4.5) de la aleación Mg ZC71 reforzada ($\dot{\epsilon} = 0.003 \text{ s}^{-1}$), gráfica en la que se observa un rizado o “diente de sierra”. En la figura 4.11 b) se muestra una parte de la gráfica de evolución de la temperatura registrada por la cámara IR en el mismo ensayo; los valores de la

ordenada corresponden a la temperatura medida por la cámara IR; siendo creciente el valor medio de la temperatura registrada, la gráfica en detalle resulta, también, del tipo "diente de sierra".

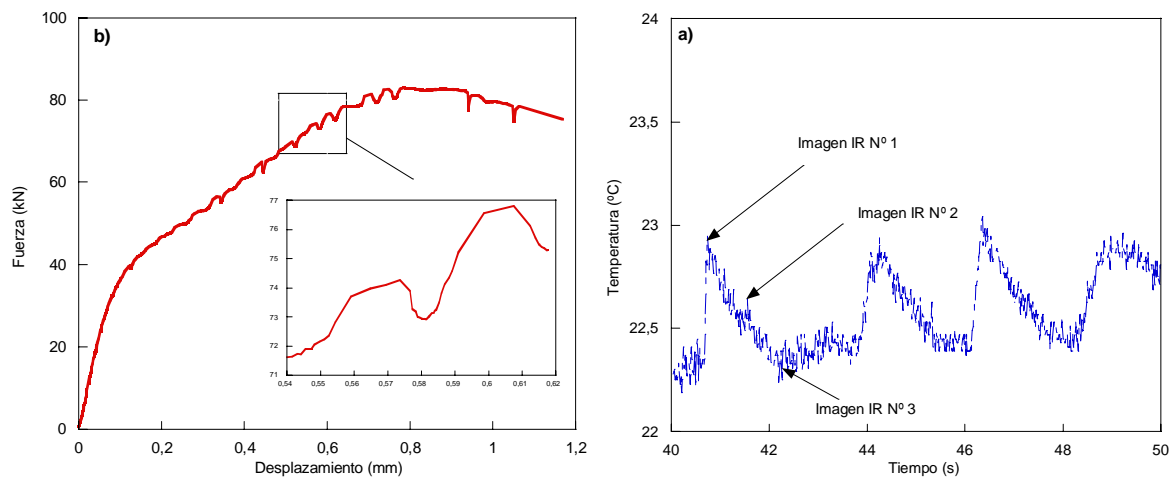


Figura 4.11: a) Gráficas fuerza-desplazamiento y b) T-t.

Los picos observados se relacionan con el proceso de endurecimiento dinámico por deformación del material. El factor determinante de este endurecimiento durante el ensayo parece ser la difusión de átomos de soluto en el material. Estos átomos se mueven concentrándose en las cercanías de las dislocaciones, con lo cual bloquean el movimiento de éstas. Para reiniciar su movimiento, las dislocaciones necesitan almacenar una cantidad suplementaria de energía hasta superar el nivel que haya alcanzado, como resultado del bloqueo, su energía de activación. Disponer de esta energía requiere del incremento de la fuerza aplicada y, por lo tanto, de la tensión en el material. Cuando las dislocaciones móviles alcanzan la energía de activación, retoman su movimiento formando una banda de deformación plástica localizada que se desplaza por la probeta. La deformación de la probeta es entonces tan rápida que da lugar a una caída brusca de la carga aplicada por la máquina.

Este mecanismo de anclaje y desanclaje de dislocaciones, que se produce cuando la velocidad de los defectos que obstaculizan su movimiento y la velocidad de deslizamiento de las propias dislocaciones son del mismo orden de

magnitud, se denomina mecanismo de Portevin-Le Chatelier [75]. Este efecto se ha detectado en ensayos para los cuales la velocidad de deformación es baja. Este comportamiento deformacional no uniforme ha sido muy estudiado, habiendo aparecido comunicaciones relativas a aleaciones de Magnesio como son la de Chatuverdi et al. [76] para el Mg-10% Ag y Corby et al. [77], para la aleación Mg AZ91 (Mg-0.8Al-0.7-Zn-0.2Mn).

En el caso de la aleación Mg ZC71 reforzada otro posible factor de bloqueo de las dislocaciones móviles podrían constituirlo las partículas del refuerzo. Aunque en la aleación Mg ZC71 T6 no reforzada se ha detectado, también, este efecto, es la aleación reforzada en el que es más acusado.

En las gráficas de la figura 4.11.a) se observa, también, que, al aumentar el desplazamiento, la amplitud de los picos aumenta y su frecuencia disminuye. Esto podría ser así porque al aumentar la deformación plástica, aumenta la densidad de dislocaciones en el material y, por lo tanto, aumenta la cantidad de energía necesaria para poder liberar las dislocaciones bloqueadas. Por otro lado, el aumento de la densidad de dislocaciones hace que la cantidad de átomos de soluto por dislocación disminuya, reduciéndose, en consecuencia, la probabilidad de bloqueo; el material requiere tiempo para difundir los átomos necesarios para el bloqueo y de ahí la disminución de la frecuencia observada.

Entre cada dos picos, la cámara toma un número aproximado de 50 imágenes IR. A efectos de mostrar sus mapas térmicos, de las imágenes correspondientes a la rampa descendente de un pico se han seleccionado tres (figura 4.11 a): el correspondiente al máximo, uno a media bajada y el correspondiente al mínimo. La figura 4.12 muestra las imágenes IR de tres picos consecutivos (el nº de imagen IR aumenta de izquierda a derecha y de arriba a abajo). Para que sean comparables, se ha practicado en todas las imágenes la misma escala de temperatura (*stretching*): las temperaturas representadas van de 34 °C (azul oscuro) a 34.4 °C (blanco).

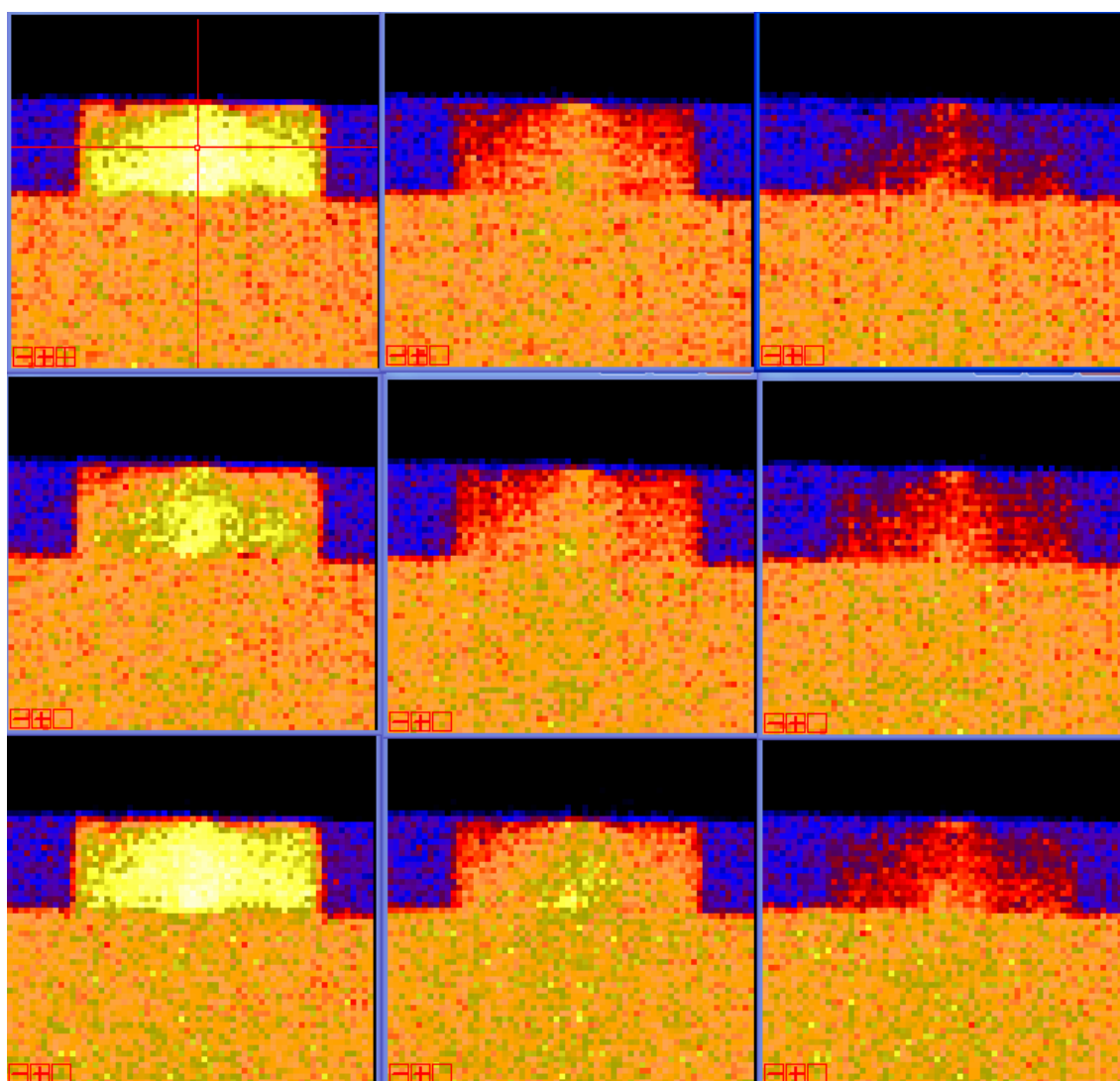


Figura 4.12: Imágenes IR entre picos de temperatura.

En la figura 4.13 se muestran conjuntamente la evolución en el tiempo de la carga y de la deformación, a), y de la temperatura, b), entre dos picos consecutivos. Utilizando el sistema de sincronismo se concluye que los picos de la fuerza y de la temperatura se corresponden en el tiempo con un ligero desfase.

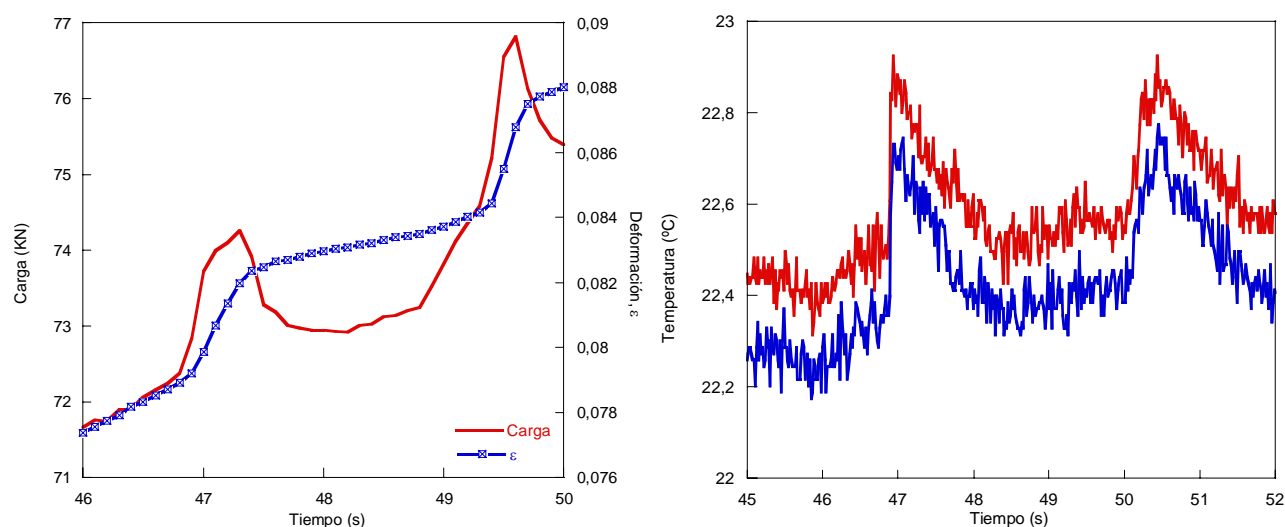


Figura 4.13: Evolución temporal de la carga, de la deformación y de la temperatura.

Las oscilaciones en la gráfica fuerza-desplazamiento no son siempre atribuibles al fenómeno descrito, sino que pueden estar relacionadas con inestabilidades de la propia máquina de ensayo.

4.3.2. Análisis numérico

Para simular el proceso de deformación en un ensayo cuasiestático se ha desarrollado un modelo numérico tridimensional que incluye la geometría de la probeta y dos superficies rígidas que representan las superficies del útil de la máquina de ensayo; entre las superficies rígidas y la probeta se considera la posibilidad de deslizamiento.

La probeta se ha mallado con 400 elementos cúbicos de ocho nodos de integración reducida C3D8RT, figura 4.14. Las condiciones iniciales del ensayo se impusieron aplicando la función desplazamiento-tiempo impuesta por la máquina de ensayos en la superficie de contacto entre la probeta y el plato de compresión; por otro lado, la temperatura inicial de la probeta y de su entorno se hicieron iguales a la temperatura ambiente en el momento del ensayo. La relación entre tensión y deformación para el material de la probeta fue la obtenida previamente

en un ensayo en el que, también, se midió la evolución de la temperatura. El valor del coeficiente β de Quinney-Taylor se hizo variar entre 0.8 y 1. Igualmente, se utilizaron los valores de los principales parámetros físicos del material (tabla 4.1) así como su emisividad y la constante de Stefan-Boltzman para considerar el efecto de la radiación al medio.

Sobre estos modelos se llevó a cabo un análisis del proceso termomecánico de deformación incluyendo generación de calor, conducción y radiación. Como resultado se obtuvo el incremento de temperatura en la superficie de la probeta.

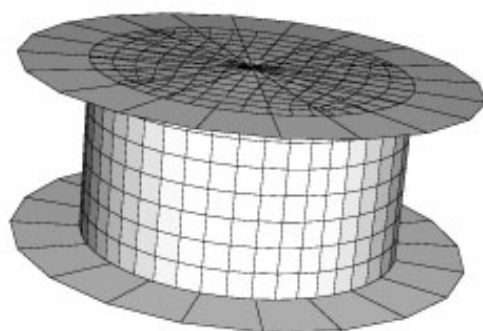


Figura 4.14: Malla de elementos finitos de la probeta de compresión.

La figura 4.15 muestra la evolución en el tiempo de la temperatura superficial de la probeta calculada para el caso de un valor del coeficiente β de 0.9. Puede observarse que, para este valor de β , la gráfica numérica y la experimental son razonablemente próximas. Puede pues estimarse en 0,9 el valor del coeficiente β para la aleación Mg ZC71 reforzada.

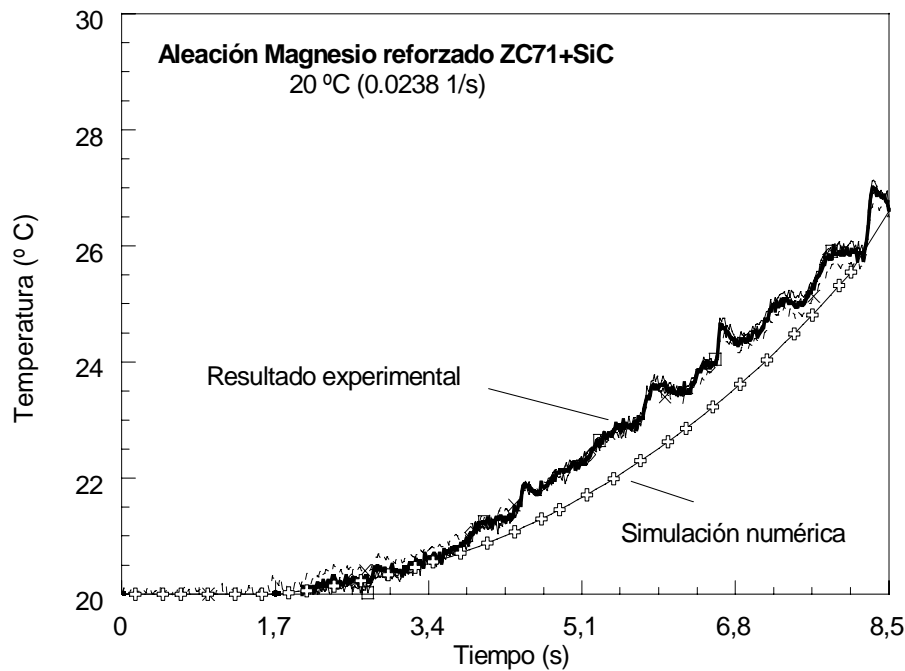


Figura 4.15: Comparación de la evolución en el tiempo de la temperatura medida y la calculada.

4.4. Análisis en condiciones dinámicas

En este apartado se presenta un resumen de los resultados obtenidos en los ensayos dinámicos, analizándose la influencia de la temperatura y de la velocidad de deformación en el incremento térmico. Se obtienen los coeficientes de la ley constitutiva de Johnson-Cook para la aleación Al 6082 y se presentan resultados sobre la fracción de trabajo plástico convertida en calor.

Se describe, también, el modelo numérico utilizado en el análisis del ensayo de compresión dinámica y en el que el flujo plástico del material se ha simulado con el modelo de Johnson-Cook con los coeficientes obtenidos.

4.4.1. Resultados de los ensayos

Imágenes térmicas

En cada ensayo se obtuvo como resultado un conjunto de imágenes IR sucesivas de cada una de las cuales se obtuvo, a su vez, el correspondiente perfil térmico, medido en una línea generatriz centrada en el eje de la probeta (fondo). En la figura 4.16 se muestra una composición de imágenes verticales, obtenidas en ensayos sincronizados a temperatura ambiente y a 100 °C para los tres materiales ensayados así como, también, la escala de temperatura. En cada composición se incluyen ocho imágenes IR consecutivas ordenadas de arriba abajo.

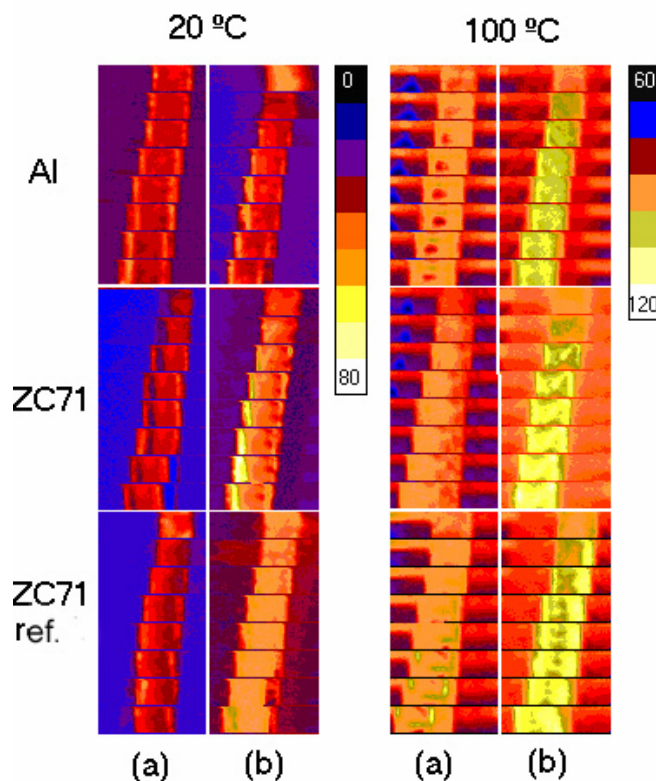


Figure 4.16: Imágenes IR obtenidas para las aleaciones Al 6082 y ZC71-T6 y para esta última reforzada siendo a) 2 bar b) 3 bar.

Las imágenes obtenidas antes del fallo de la probeta muestran un campo de temperaturas correspondientes al incremento térmico por deformación plástica del material hasta el instante en el que la imagen fue obtenida. El resto de las

imágenes fueron obtenidas después del fallo de la probeta y muestran campos de temperatura asociados con el fallo final de la probeta y la formación de superficies irregulares de rotura.

De cada una de las imágenes anteriores se obtiene un perfil de temperatura como el que se muestra en la figura 4.17. El valor representado en el eje de ordenadas es el incremento térmico en la línea generatriz.

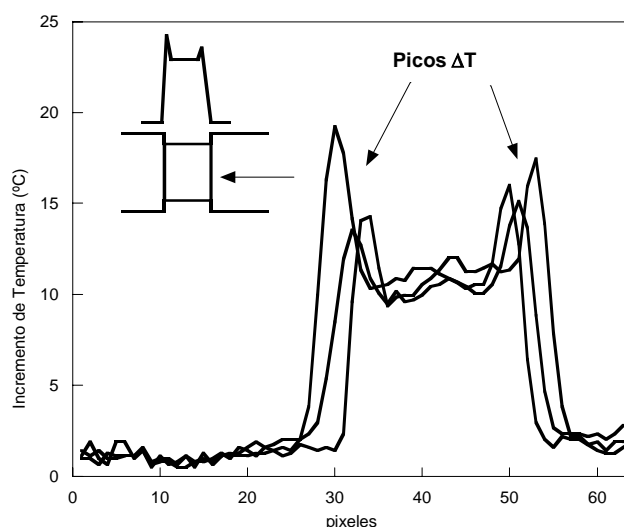


Figura 4.17: Representación esquemática de un perfil de temperatura.

Cada perfil (fondo) muestra un valor de temperatura relativamente constante en el fuste de la probeta, así como picos en las zonas de contacto probeta-barras. Estos picos están asociados a incrementos locales de la deformación plástica y que se producen en el perímetro de las bases circulares de la probeta debido, probablemente, a las tensiones tangenciales en los contactos probeta-barras. Estos picos no son, en consecuencia, considerados a efectos de obtener el incremento térmico en la probeta.

Evolución de la temperatura

En general y como se puede observar en la figura 4.18 en la que se presentan resultados para la aleación Al 6082, después de finalizado el proceso de deformación se produce un leve descenso de temperatura.

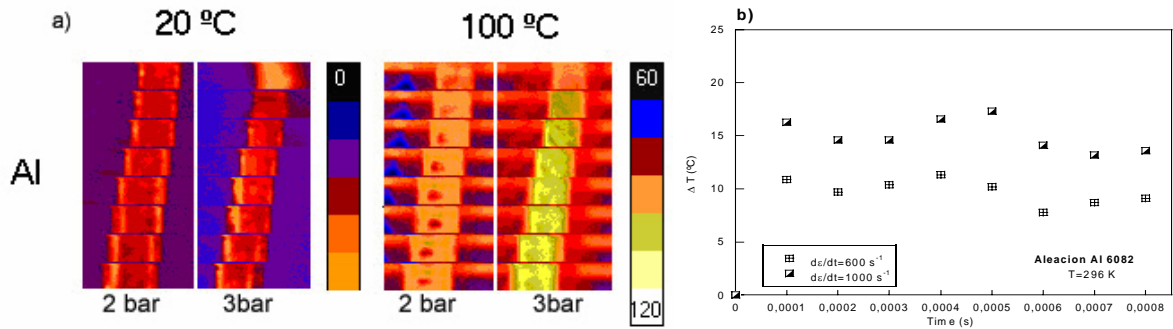


Figura 4.18: a) Imágenes IR (Al 6082). b) Incremento térmico residual (post-deformación).

Para analizar y justificar este descenso se llevó a cabo un ensayo de compresión sin superar el límite elástico del material siendo pues las deformaciones exclusivamente elásticas. La carga aplicada a la probeta consistió en una función de fuerza de compresión en diente de sierra (figura 4.19 a) con una frecuencia de 0.185 Hz y una amplitud tal que produjo en el material una tensión de 210 MPa inferior a su límite de elasticidad. En la figura 4.19 a) se muestra, también, la evolución de la temperatura obtenida en el ensayo.

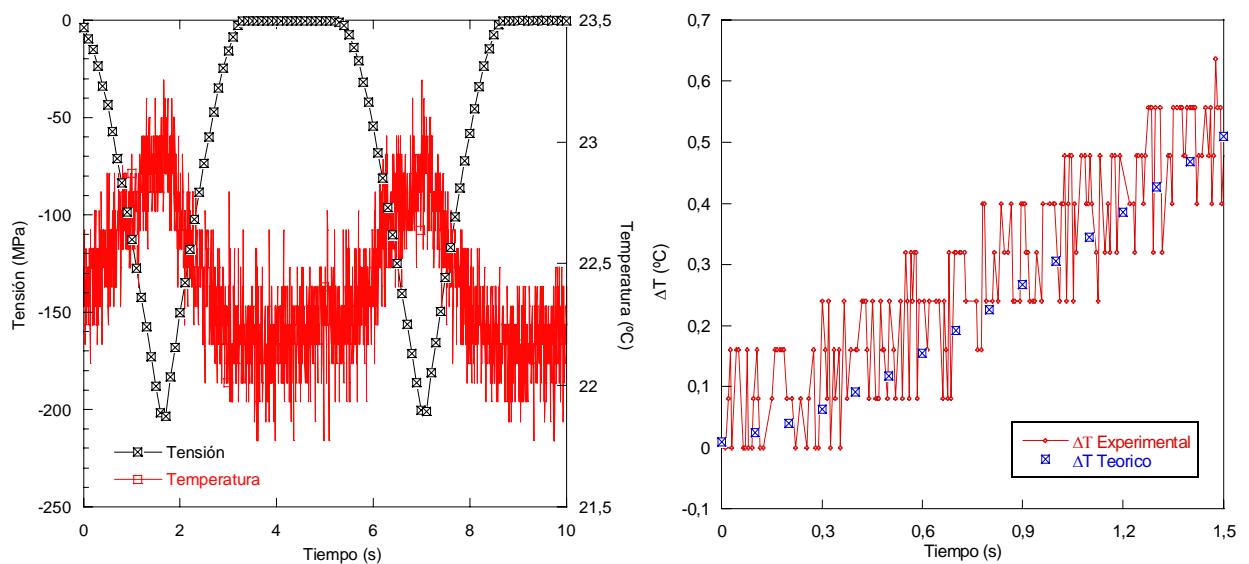


Figura 4.19: a) Gráfica σ -t y T-t, b) incremento térmico en deformación uniaxial.

Como detalle de la gráfica 4.19 a), en la gráfica 4.19 b) se muestra la evolución del incremento de temperatura en la rampa de uno de los picos junto con la calculada a partir de la expresión 2.34. Se observa que el incremento térmico

total sufrido por el material oscila entre 0.5 °C y 0.6 °C. Se observa, también, que la rampa descendente de carga después del pico da lugar a un decremento de temperatura de la misma magnitud. Este decremento, que está relacionado exclusivamente con la recuperación de la deformación elástica del material, es del mismo orden de magnitud que el decremento de temperatura observado en la figura 4.18.b al finalizar la fase de deformación.

Incrementos térmicos

A continuación se presentan y analizan los resultados obtenidos en los ensayos de compresión dinámicos para el Al 6082, considerado tres valores de presión (1, 2 y 3 bares) en el sistema neumático de la SHPB y dos temperaturas de servicio (296 K, 100 K). En la tabla 4.8 se muestran las condiciones de los ensayos, el tamaño de ventana y la frecuencia de adquisición.

Ensayos	Vel. Impacto (m/s)	$\dot{\epsilon}$ (s ⁻¹)	Temperatura (K)	IPS(Hz)	Píxels
Ensayo 1(1bar)	7.151	300	296	10000	64x16
Ensayo 2 (2bar)	14.658	600	296	10000	64x16
Ensayo 3 (3bar)	18.211	1000	296	10000	64x16
Ensayo 4 (1bar)	7.887	500	373	10000	64x16
Ensayo 5 (2bar)	14.232	850	373	10000	64x16
Ensayo 6 (3bar)	18.022	1500	373	10000	64x16

Tabla 4.8: Condiciones de ensayo para el aluminio AL 6082.

En la figura 4.20 se muestran perfiles de incremento térmico, ΔT_m , en una línea horizontal, obtenidos por la cámara IR en los ensayos. El escenario donde se realizó la detección IR, cubre la probeta y los dos segmentos de las barras incidente y transmisora, a ambos lados de la probeta con una longitud total igual a la dimensión horizontal de la ventana utilizada (64x16 píxeles).

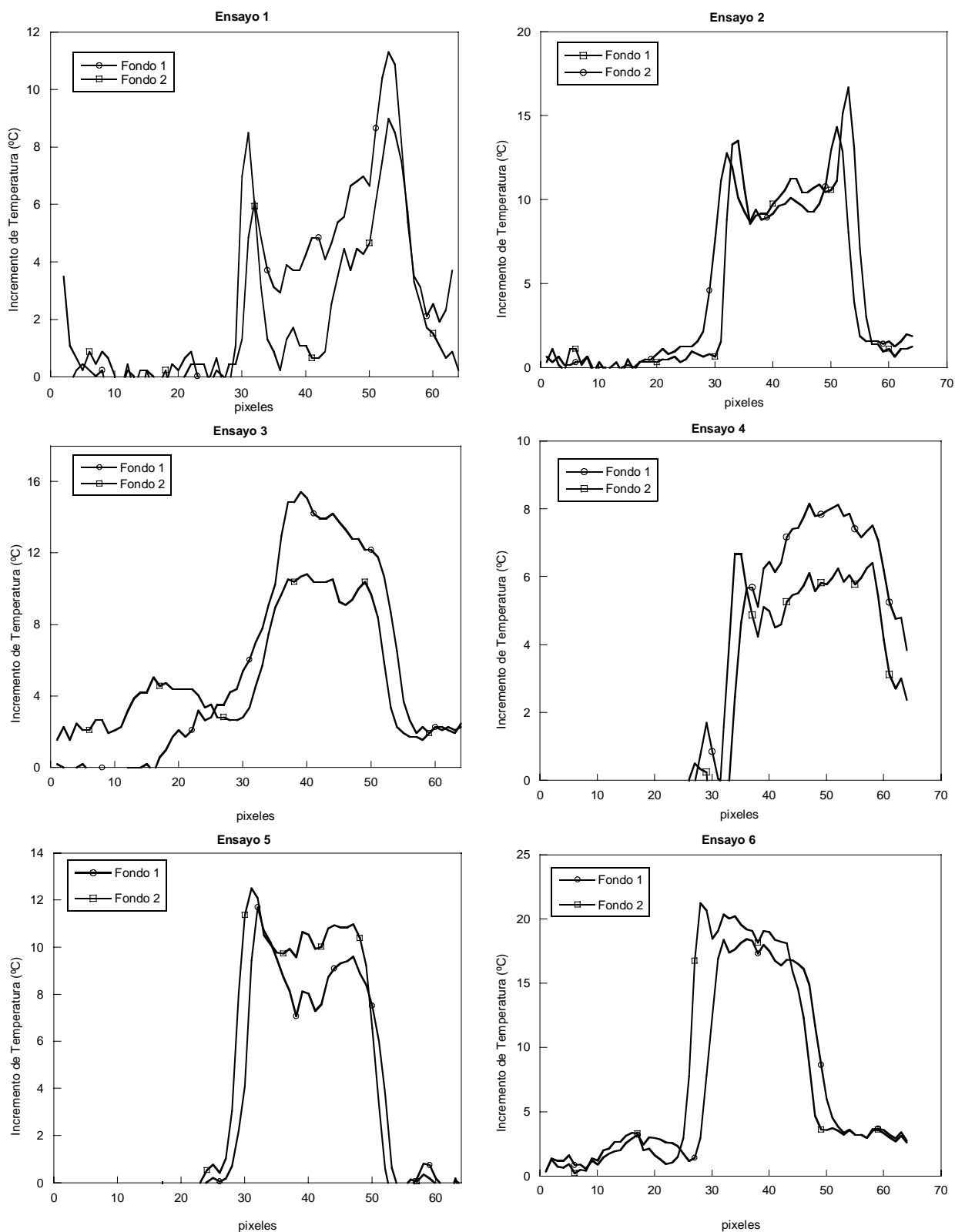


Figura 4.20: Perfiles horizontales de incremento térmico medido.

De los valores mostrados en las gráficas 4.20 se deduce que para un valor de la deformación plástica, el incremento de temperatura aumenta con la

velocidad de deformación. Este hecho es claramente debido al incremento de la resistencia máxima de los materiales al aumentar la velocidad de deformación.

Igualmente se deduce que, para un valor de la deformación plástica, el incremento de temperatura es menor al aumentar la temperatura del ensayo. Este hecho es debido al ablandamiento que sufren los materiales para temperaturas altas de ensayo.

Conclusiones similares se han obtenido para las aleaciones Mg ZC71 y Mg ZC71 reforzada.

4.4.1.1. Determinación de los coeficientes de la ecuación constitutiva

Siguiendo el procedimiento descrito en el apartado 3.1, en cada ensayo identificado en la tabla 4.9 se ha obtenido imágenes IR durante el ensayo. La tabla 4.9 muestra para cada ensayo e imagen térmica los siguientes parámetros:

Condiciones del ensayo

- identificación del ensayo.
- la temperatura inicial de la probeta, T
- la velocidad de deformación, $\dot{\epsilon}^p$

Datos adquiridos

- deformación plástica alcanzada, $\bar{\epsilon}^p$
- valor medio del incremento térmico medido, ΔT_m

MATERIAL	Condición de ensayo			$\bar{\varepsilon}^p$	$T_m (^{\circ}\text{C})$
	Nº. ensayo	T(°C)	$\dot{\varepsilon}$ (s ⁻¹)		
Aluminio AL 6082	2	23	600	0	22.97
		23	600	0.014	24.35
		23	600	0.027	26
		23	600	0.046	28.7
	3	23	1000	0.026	26.17
		23	1000	0.047	29.15
		23	1000	0.07	32.66
		23	1000	0.092	36.04
	6	100	1500	0.0374	30.4
		100	1500	0.127	31.09
		100	1500	0.195	32.6

Tabla 4.9: Tabla de resultados para la aleación Al 6082.

Con cada uno de estos conjuntos de valores (deformación $\bar{\varepsilon}^p$, velocidad de deformación $\dot{\varepsilon}^p$, temperatura del ensayo e incremento de temperatura) correspondientes a un ensayo, se obtuvo una ecuación del tipo:

$$(\dot{\varepsilon}_1, T_1) \rightarrow \Delta T_m = \Delta T_c \left[\bar{\varepsilon}_{i,1}^p, \dot{\varepsilon}_1^p, T_1; p_1, \dots, p_n \right] \quad (4.1)$$

donde ΔT_m , es el incremento térmico medido correspondiente a un valor de deformación plástica y ΔT_c el incremento térmico calculado, función dependiente de la deformación plástica equivalente $\bar{\varepsilon}^p$, de la velocidad de deformación $\dot{\varepsilon}^p$, de la temperatura T del ensayo, y demás constantes de la función de ajuste utilizada (ley tensión-deformación).

El incremento térmico se calculó utilizando la expresión:

$$\Delta T(\varepsilon^p) = \int_0^{\varepsilon^p} \frac{\beta}{\rho \cdot C_p} \sigma : d\varepsilon^p \quad (4.2)$$

Para la aleación Al 6082 se utilizó como mejor aproximación la ley de endurecimiento de Johnson-Cook.

$$\begin{aligned}\sigma_Y &= (A + B(\bar{\varepsilon}^p)^n) \left(1 + C * \text{Log} \left(\frac{\dot{\bar{\varepsilon}}^p}{\dot{\bar{\varepsilon}}_0} \right) \right) \left(1 - \left(\frac{T - T_0}{T_m - T_0} \right)^m \right) \rightarrow \text{Para } \dot{\bar{\varepsilon}}^p \geq \dot{\bar{\varepsilon}}_0 \\ \sigma_Y &= (A + B(\bar{\varepsilon}^p)^n) \left(1 - \left(\frac{T - T_0}{T_m - T_0} \right)^m \right) \rightarrow \text{Para } \dot{\bar{\varepsilon}}^p < \dot{\bar{\varepsilon}}_0\end{aligned}\quad (4.3)$$

siendo A, B, C, n, m, los coeficientes de ajuste, $\dot{\bar{\varepsilon}}_0 = 1s^{-1}$ es la velocidad de deformación de referencia y, $T_m = 570-645^\circ C$, es la temperatura de fusión.

Dado que el endurecimiento de la aleación Al 6082 es poco sensible a la velocidad de deformación, se ha utilizado como expresión del coeficiente de Quinney-Taylor la aproximación propuesta por Zehnder (apartado 2.3.3) que no considera directamente este parámetro. Teniendo en cuenta que la velocidad de deformación es relativamente constante en el ensayo (apartado 3.3.2.1) y despreciando el acoplamiento termomecánico entre la temperatura y la variable de endurecimiento, el incremento térmico calculado $\Delta T_c(\bar{x}_i, \bar{p})$ en el proceso adiabático de compresión para el Al 6082 puede expresarse como:

$$\Delta T(\bar{x}_i, \bar{p}) = \frac{1}{\rho C_p} \left[\bar{\varepsilon}^p \left(A + \frac{B(\bar{\varepsilon}^p)^n}{1+n} \right) - \frac{1}{2} (2A + B\bar{\varepsilon}_p^n) \left(\frac{\bar{\varepsilon}^p}{\varepsilon_0} \right)^n \varepsilon_0 \right] \left(1 + C \ln \frac{\dot{\bar{\varepsilon}}}{\dot{\bar{\varepsilon}}_0} \right) (1 - T^{*m}) \quad (4.4)$$

donde

$$\bar{x}_i = (\bar{\varepsilon}^p, \dot{\bar{\varepsilon}}^p, T)$$

$$\bar{p} = (A, B, n, c, m)$$

Con las ecuaciones anteriores (una por cada ensayo y punto de toma de datos), se construye el sistema

$$\begin{aligned}
(\dot{\bar{\varepsilon}}_1, T_1) &\rightarrow \Delta T_{m1} = \Delta T_{c1} \left(\bar{\varepsilon}_1^p, \dot{\bar{\varepsilon}}_1^p, T_1; p_1, \dots, p_N \right) \\
\vdots &\quad \quad \quad \vdots \\
(\dot{\bar{\varepsilon}}_M, T_M) &\rightarrow \Delta T_{mM} = \Delta T_{cM} \left(\bar{\varepsilon}_M^p, \dot{\bar{\varepsilon}}_M^p, T_M; p_1, \dots, p_N \right)
\end{aligned} \tag{4.5}$$

La solución de este sistema de ecuaciones se obtuvo aplicando el algoritmo de ajuste descrito en el apartado 3.4.2. En la tabla 4.10 se muestran los valores obtenidos para los parámetros A, B, C, n y m de la expresión de Johnson-Cook.

A(Mpa)	B(Mpa)	n	C	M
219.1	276.5	0.249	0.0248	1.36

Tabla 4.10: Parámetros ajustados para la aleación Al 6082.

4.4.1.2. Fracción de trabajo plástico convertido en calor

Siguiendo la aproximación del modelo de Zehnder (ecuación 2.35) aplicada al caso de una ley potencial de endurecimiento, obedece a la expresión:

$$\beta(\bar{\varepsilon}^p) = 1 - n \left(\frac{\bar{\varepsilon}^p}{\varepsilon_0} \right)^{n-1} \tag{4.6}$$

Esta expresión es válida para materiales de baja sensibilidad a la velocidad de deformación, que es el caso de la aleación Al 6082 como se puede deducir de las gráficas σ - ε^p incluidas en la figura 4.21.

Considerando el exponente de endurecimiento de la tabla 4.19, se obtuvo la evolución del coeficiente β con la deformación plástica, ε_p , obteniendo la gráfica que se muestra, también, en la figura 4.21.

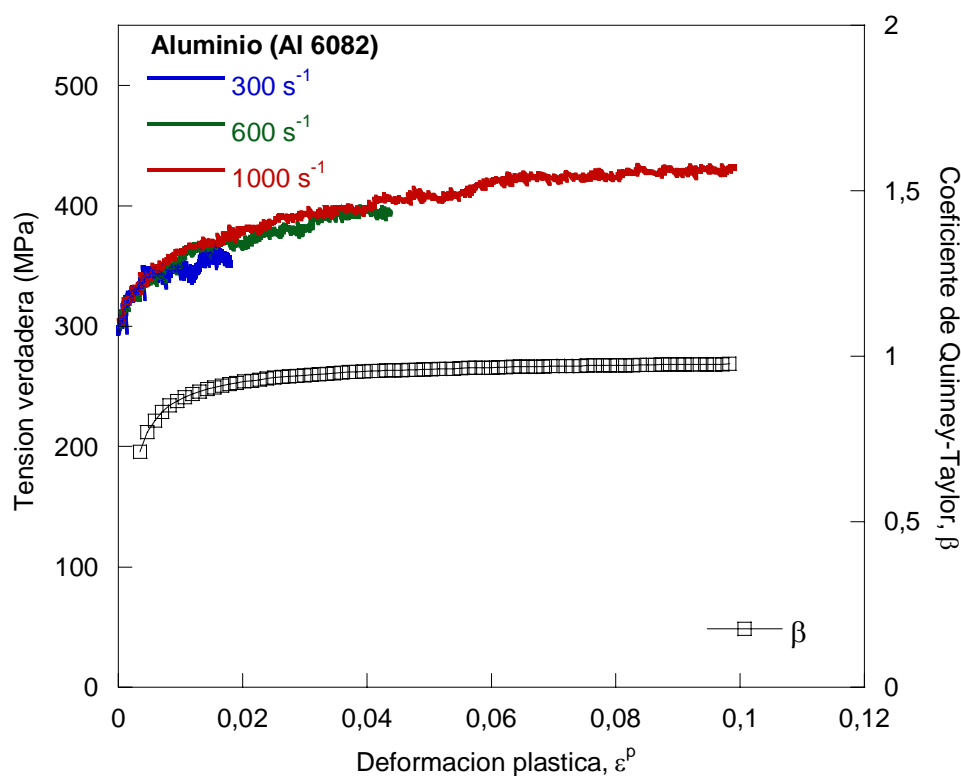


Figura 4.21: Evolución de coeficiente de Quinney-Taylor.

Para niveles bajos de la deformación plástica, el coeficiente de Quinney-Taylor toma valores crecientes que oscilan entre 0,6 y 0,7; para valores de la deformación plástica superiores a 2% el valor del coeficiente aumenta hasta valores cercanos a 1.

4.4.2. Análisis numérico

El objetivo del análisis numérico es simular un ensayo de compresión dinámica sobre una probeta de un material cuya función de endurecimiento es la que plantea el modelo de comportamiento termoviscoplastico de Johnson–Cook. Como resultado de la simulación se obtendrán los incrementos de temperatura en la probeta, resultados que se compararán con los resultados experimentales obtenidos siguiendo el procedimiento de ensayo descrito en la sección 3.2.3.

En los apartados siguientes se describe el modelo numérico elaborado. Este modelo se ha utilizado, también, para analizar la influencia del coeficiente de Quinney–Taylor en el incremento de temperatura calculado.

4.4.2.1. Descripción del modelo

En los análisis numéricos que se han llevado a cabo se ha empleado el modelo de elementos finitos tridimensional del ensayo de compresión dinámica que, a continuación, se describe.

Modelo geométrico

En el modelo geométrico se han incluido los elementos de la SHPB que se enumeran junto con sus dimensiones en la tabla 4.11.

	Longitud (mm)	Diámetro (mm)
Barras		
Incidente	1000	22
Transmisora	1000	22
Proyectil		
	330	22
Probeta		
	7	13.5

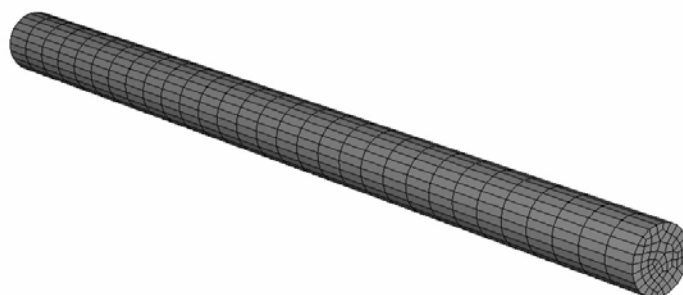
Tabla 4.11: Dimensiones de las partes empleadas en el modelo 3D

Mallas empleadas

Las mallas de la barra incidente, barra transmisora, probeta y proyectil se ha realizado con elementos hexaédricos de 8 nodos (C3D8R), reproduciendo la geometría total de las piezas.

La densidad de mallado influye, directamente, sobre dos factores fundamentales del análisis: la precisión de la solución obtenida y la duración y coste de las simulaciones. Es, por tanto, necesario alcanzar un equilibrio entre estas dos variables. Este estudio de sensibilidad de mallado fue llevado a cabo antes de empezar con los análisis numéricos propiamente dichos garantizando la

fiabilidad de la solución. En la figura 4.22 se muestran las mallas de elementos finitos del proyectil, a), y de una de las barras. b).



(a) Malla de elementos finitos del proyectil

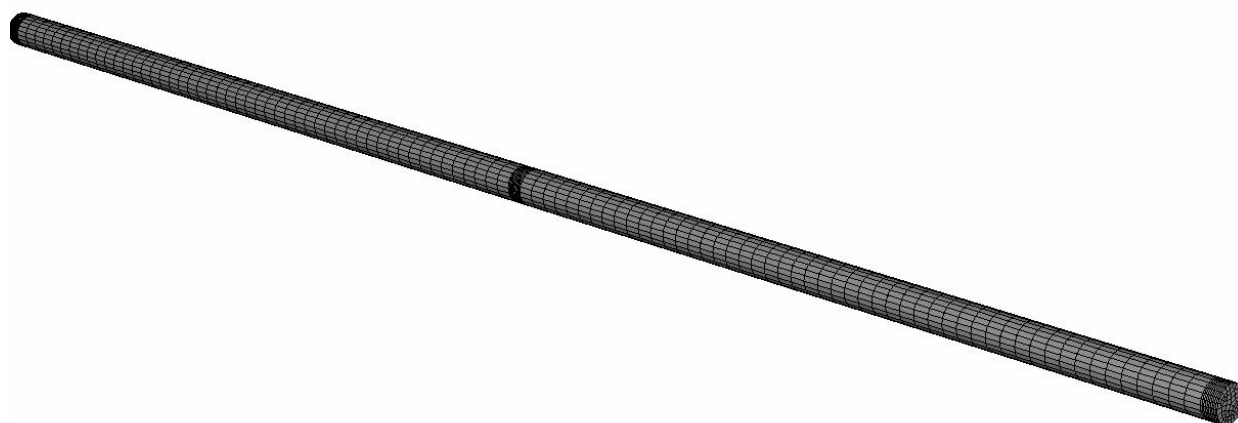


Figura 4.22: b) Malla de elementos finitos de una barra.

En la figura 4.22, (b) puede apreciarse una concentración de elementos hacia los extremos y en el punto medio en barras incidente y transmisora. Esta concentración de elementos mejora la precisión de cálculo del pulso de compresión que se genera durante el impacto del proyectil contra la barra incidente.

En la figura 4.23 se muestra el pulso de compresión obtenido en diferentes análisis numéricos utilizando mallas de densidad creciente. Puede observarse que

para mallas con un número de elementos superior a 18000, no hay variación en la geometría del pulso siendo pues este número de elementos que se considera óptimo.

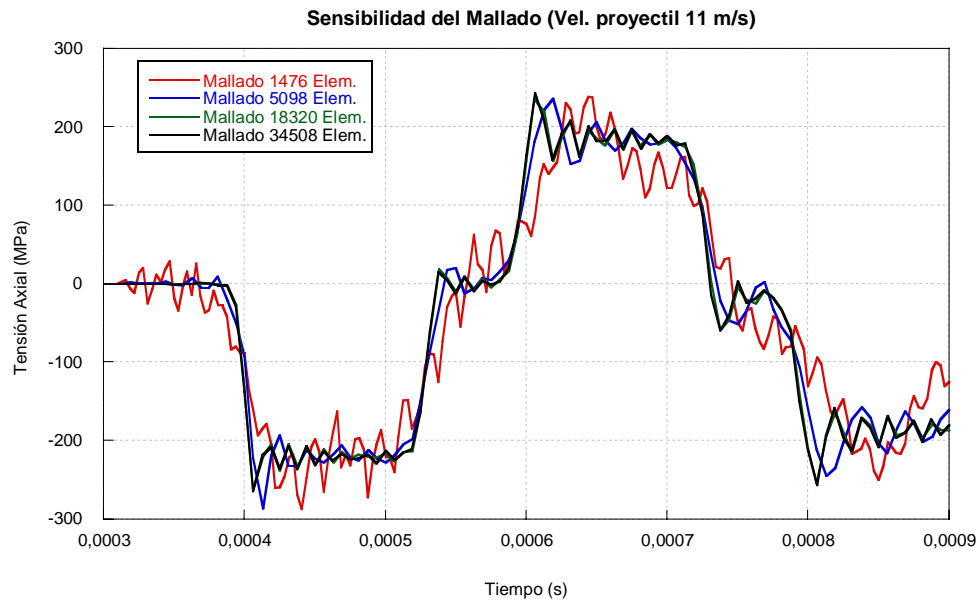


Figura 4.23: Pulso de compresión para diferentes densidades de malla.

Las mallas empleadas en el modelo numérico están constituidas por el número total de elementos y nodos que se muestra en la tabla 4.12.

	Nodos	Elementos
Barras		
Incidente	9039	7410
Transmisora	8908	7280
Proyectil		
	2077	1650
Probeta		
	1253	948

Tabla 4.13: Nodos y elementos de las mallas

Condiciones de contorno e iniciales

Barras

Las barras presentan un par de apoyos que restringen su movimiento a sólo un grado de libertad en dirección axial.

Probeta

La probeta no se encuentra sometida a ninguna restricción de movimiento siendo su única limitación su posición entre las barras incidente y transmisora.

Proyectil

En los ensayos en SHPB, la velocidad del proyectil justo antes del impacto (tabla 4.3) se mide con dos sensores fotoeléctricos de fibra óptica y es el dato utilizado en las simulaciones.

Algoritmo de contacto y condiciones de contacto

Las condiciones de contacto entre las superficies del proyectil, de la probeta y de las barras incidente y transmisora se definen mediante el algoritmo *kinematic* (ABAQUS /Explicit). Cada incremento de tiempo determina los nodos de la superficie (maestra) que penetran en la superficie (esclava) calculando las fuerzas de contacto que se oponen a ésta penetración, en función de la profundidad de penetración, la masa nodal y el incremento de tiempo (figura 4.24).

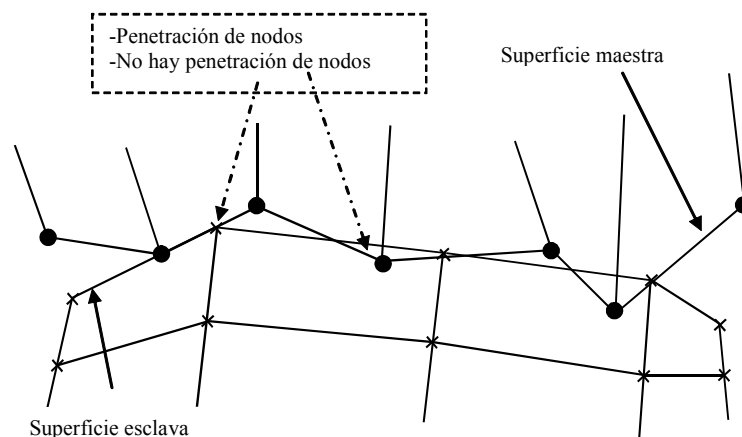


Figura 4.24: Interpretación del algoritmo de contacto (Abaqus).

La interacción tangencial entre las superficies de contacto en el algoritmo de contacto *kinematic* (por defecto sin fricción) puede ser establecida por medio del coeficiente de fricción de Coulomb.

La caracterización experimental del coeficiente de fricción $\mu^*(\varepsilon)$ se realizó siguiendo el procedimiento de Malinowski y Klepaczko [73] descrito en 3.3.2.3. Estos autores proponen la expresión

$$\mu^*(\varepsilon) = \frac{\Delta\sigma}{\sigma_y} 3s_0 (e^\varepsilon)^{3/2} \quad (4.7)$$

a partir de la cual se obtiene el coeficiente de fricción de Coulomb en cada condición de ensayo

En la figura 4.25 se muestra la gráfica que relaciona el coeficiente de fricción con la deformación verdadera para diferentes valores de la velocidad de deformación (presión en el sistema neumático) y de la temperatura. Como era de esperar, las gráficas son prácticamente constantes siendo este valor constante (igual para todas las condiciones de ensayo) el que se ha utilizado en los cálculos.

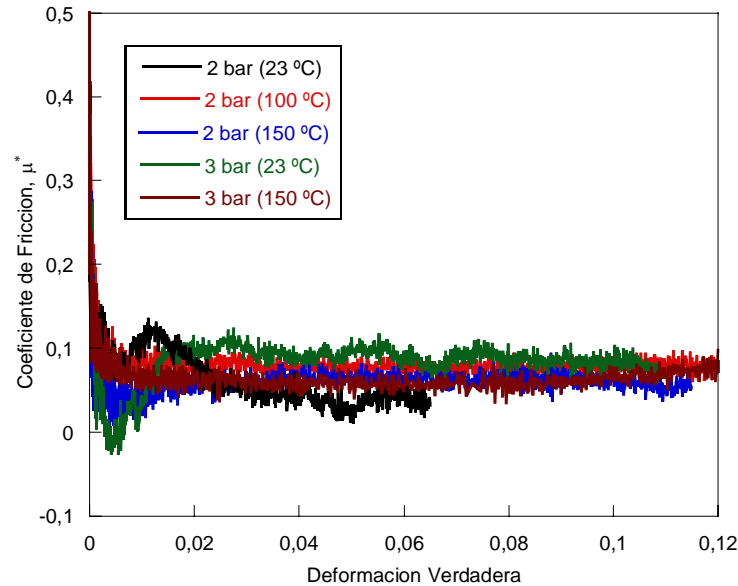


Figura 4.25: Coeficiente de fricción de Coulomb, $\mu^*(\varepsilon_v)$.

Propiedades de los materiales

Para las barras incidente y transmisora, se ha considerado un comportamiento elástico lineal característico de los aceros Inconel; para el proyectil, se ha considerado un comportamiento elástico lineal característico de un acero. Las propiedades de ambos materiales se incluyen en la tabla 4.14.

Materiales			
Barras	E(Gpa)	Densidad (Kg/m³)	Coefiente Poisson
Acero Inconel	211	8190	0.3
Proyectil			
Acero	207	7800	0.3

Tabla 4.14: Propiedades de los materiales.

Para la aleación Al 6082 se ha utilizado la ley de endurecimiento de Johnson-Cook con sus parámetros calculados siguiendo la metodología propuesta (tabla 4.10). El modelo termoviscoplastico de Johnson-Cook está implementado en algunos códigos comerciales de simulación como son ABAQUS [74], AUTODYN y LS-Dyna. Este modelo se ha utilizado en el cálculo del incremento térmico, en condiciones adiabáticas, considerando valores no constantes del coeficiente de Quinney–Taylor.

Modelo del proceso de ensayo

Utilizando el modelo numérico descrito, el ensayo se modelizó en dos etapas:

Pre-impacto

Antes de que se produzca el impacto del proyectil con la barra incidente, se inactiva (libera) la condición de velocidad al proyectil para que este pueda interactuar libremente y sin restricciones con la barra incidente. De no eliminar esta condición, el proyectil tras el impacto impondría su velocidad a los elementos de la barra incidente.

Post-impacto

Durante esta fase se produce la transmisión de ondas a través de la barra incidente; el tiempo de simulación debe ser el suficientemente para permitir registrar, en la posición media de las barras, la onda incidente, la reflejada y la transmitida. Se ha modelizado el ensayo para diferentes velocidades de impacto y temperatura de servicio.

4.4.2.2. Integración de las ecuaciones constitutivas

El análisis de la evolución temporal del estado tenso-deformacional del sistema se lleva a cabo por integración directa de las ecuaciones del movimiento y de las ecuaciones constitutivas. Para integrar las ecuaciones constitutivas del modelo Johnson-Cook, aplicado al problema termoviscoplastico, considerando la influencia de la deformación, velocidad de deformación y de la temperatura, se ha utilizado un algoritmo de integración implícito desarrollado por Zaera R. et al. [78]. Este algoritmo esta implementado en el código comercial de elementos finitos ABAQUS/Explicit [74] mediante la subrutina de usuario VUMAT.

Como parte del trabajo desarrollado, se ha adecuado al algoritmo de Zaera et al. la aproximación de Zehnder para el coeficiente de Quinney-Taylor. En este algoritmo, se construye una expresión implícita basada en el método numérico de integración backward-Euler, para aproximar el incremento de temperatura. En esta expresión el coeficiente β aparece como constante; los autores sugieren [78], sin embargo, reflejar su dependencia tanto de $\bar{\epsilon}^p$ como de $\dot{\bar{\epsilon}}^p$ de un modo implícito dado que ambas variables son variables de estado. Considerando que la aproximación de Zehnder utilizada no recoge la dependencia de β con $\dot{\bar{\epsilon}}^p$ y que β sufre pequeñas variaciones en el intervalo de tiempo de integración (para los materiales analizados), la programación se ha realizado siguiendo un esquema explícito.

4.4.2.3. Validación del modelo

La primera comparación realizada para validar el modelo numérico realizado fue la establecida entre las ondas registradas en los ensayos mediante las bandas extensométricas situadas en las barra incidente y transmisora, y los valores numéricos de estas ondas obtenidos en elementos situados en los mismos puntos en los que están situadas las bandas.

En la gráfica de la figura 4.26 se han representado conjuntamente las ondas incidente y reflejada experimentales y numéricas obtenidas en una simulación. Se ha representado, también, la componente de tensión radial, onda que resulta prácticamente despreciable lo que permite asegurar el cumplimiento de la hipótesis de inercia radial despreciable en el ensayo SHPB.

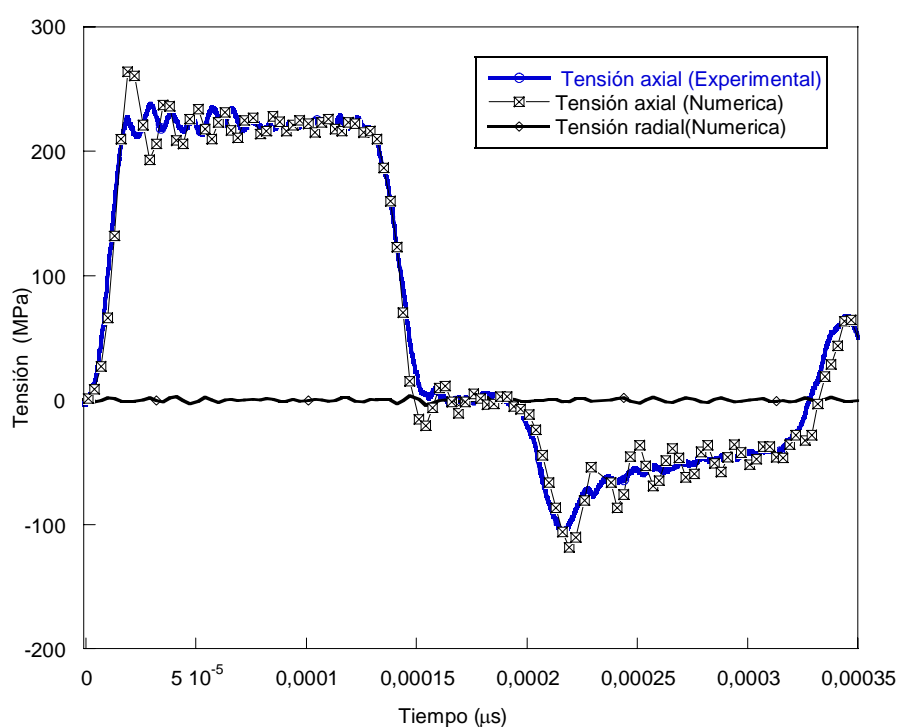


Figura 4.26: Ondas incidente y reflejada y onda radial.

A partir de las ondas anteriores y utilizando las expresiones (3.2) se han obtenido las gráficas σ - ϵ experimental y numérica. En la figura 4.27 se muestran estas gráficas para dos velocidades de deformación diferentes (600 s^{-1} y 1000 s^{-1}). Se

observa que las gráficas experimental y numérica correspondientes son muy similares.

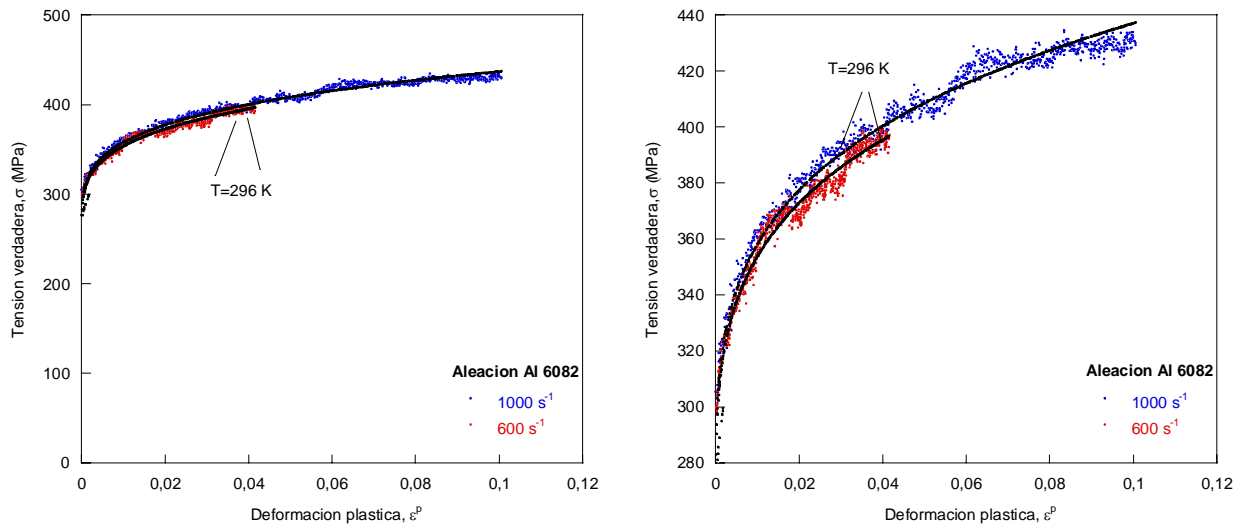


Figura 4.27: Gráficas σ - ε experimentales y numéricas.

En la figura 4.28 se muestra un mapa de deformaciones plásticas y de temperaturas para el instante de tiempo $t=120 \mu s$ obtenidas en la simulación numérica de un ensayo a temperatura ambiente ($23^\circ C$) y con una velocidad de impacto del proyectil de 15 m/s.

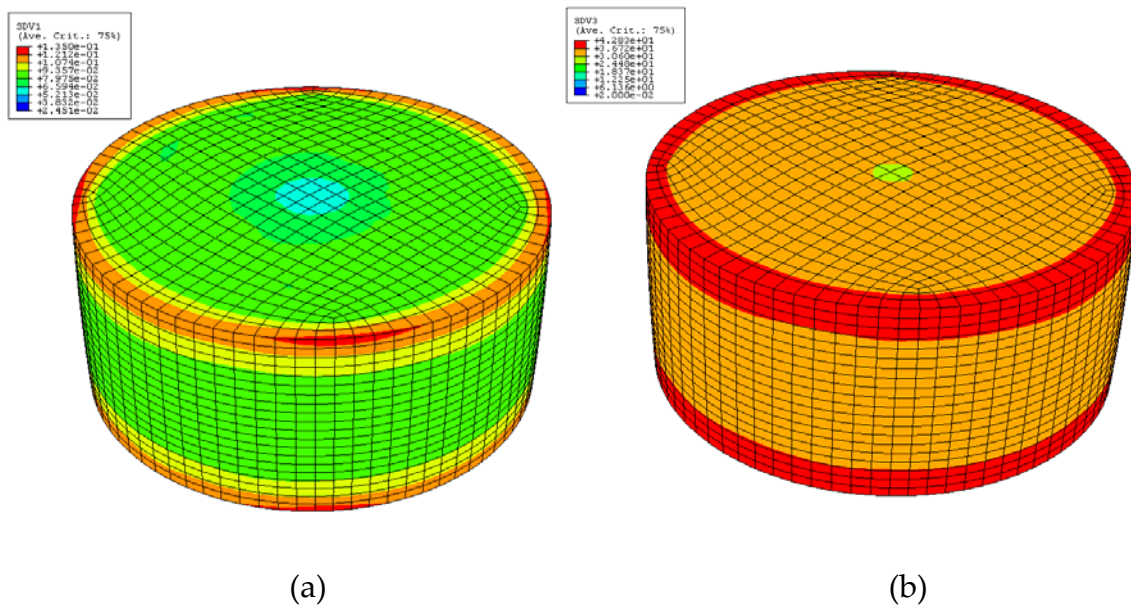


Figura 4.28: a) Zona plástica, b) mapa de temperatura ($\varepsilon^p=0.092$).

La forma de la zona plástica se aproxima a la de un estado unidimensional de deformación, lo cual permite sancionar la hipótesis de un estado tensional y deformacional unidimensional de la probeta durante el ensayo en SHPB. Los incrementos de deformación plástica y de temperatura que se pueden observar en los bordes de la probeta son los mismos que se observaron en los perfiles de temperatura experimentales. Se observan, también pequeñas irregularidades no simétricas que son debidas a la no simetría total de la malla.

En la figura 4.29 se muestra el perfil de temperaturas numérico y la medida experimental en una línea horizontal sobre el eje de la probeta deformada. El valor representado en el eje de ordenadas es la temperatura (escala ajustada al valor de incremento térmico) y la abscisa es la longitud de la probeta correspondiente a una deformación plástica $\varepsilon^p = 0.092$. Se observa un mayor valor (tanto numérico como experimental) de la temperatura en las zonas de mayor deformación plástica que son los bordes de la probeta.

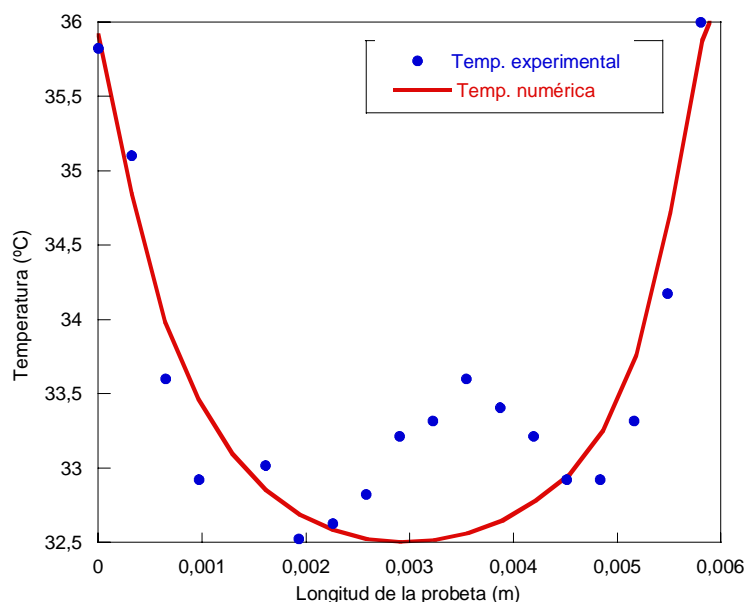


Figura 4.29: Perfil de temperatura vs longitud de la probeta, numérico y experimental.

4.4.3. Comparación de datos experimentales y predicciones numéricas

En la figura 4.30 se muestra las gráficas de la evolución de la temperatura frente a la deformación plástica obtenidas en la simulación numérica de ensayos a temperatura ambiente (23°C) con velocidades de deformación de 600 s^{-1} y 1000 s^{-1} y un ensayo a 100°C de temperatura con una velocidad de deformación de 1500 s^{-1} respectivamente. Puede observarse que hay un excelente ajuste entre valores experimentales y numéricos lo cual sanciona los parámetros de la ley tensión-deformación de Johnson-Cook obtenidos por aplicación del procedimiento propuesto.

El análisis conjunto de la tensión y el incremento de temperatura vs deformación plástica ratifica las características generales del proceso de deformación plástica y del correspondiente incremento térmico. El incremento de temperatura por encima de la del ensayo, comienza al iniciarse la deformación plástica, es una función creciente, pues su derivada es positiva como producto de $\beta(\epsilon^p)$ y de $\sigma(\epsilon^p)$ y es una función convexa pues su segunda derivada es también positiva.

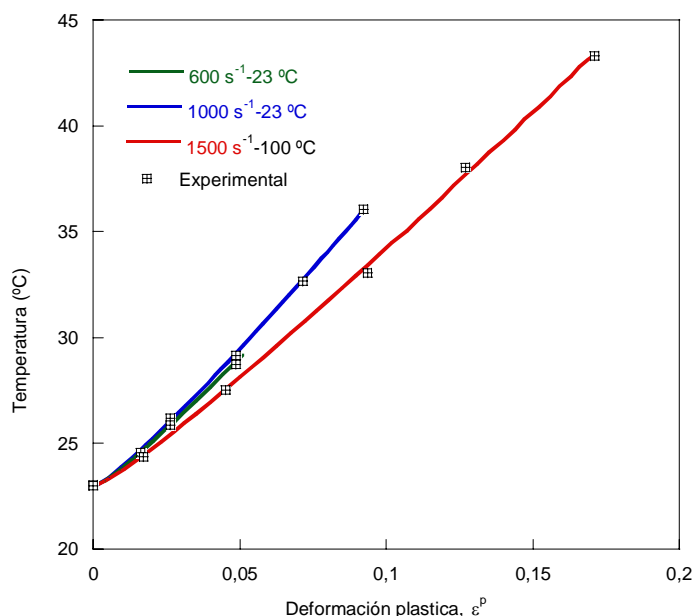


Figura 4.30: Comparación de resultados numéricos y experimentales.

Coeficiente de Quinney-Taylor

De los resultados del análisis numérico se ha obtenido directamente la evolución de la temperatura y del coeficiente de Quinney–Taylor con la deformación plástica. En la figura 4.31 a) se muestran las gráficas de las relaciones β - ϵ^p y T - ϵ^p para los ensayos en los que se alcanzó una velocidad de deformación de 600 s^{-1} y 1000 s^{-1} . En la figura 4.31 b) se muestra la gráfica β - ϵ^p obtenida del modelo numérico y la obtenida a partir de las curvas σ - ϵ^p experimentales; se incluyen, también, en esta figura, a efectos comparativos, las gráficas σ - ϵ^p experimentales y numéricas.

A la vista de la evolución de β , puede concluirse que la consideración generalizada de este coeficiente como constante a partir de valores pequeños de la deformación plástica, es aceptable.

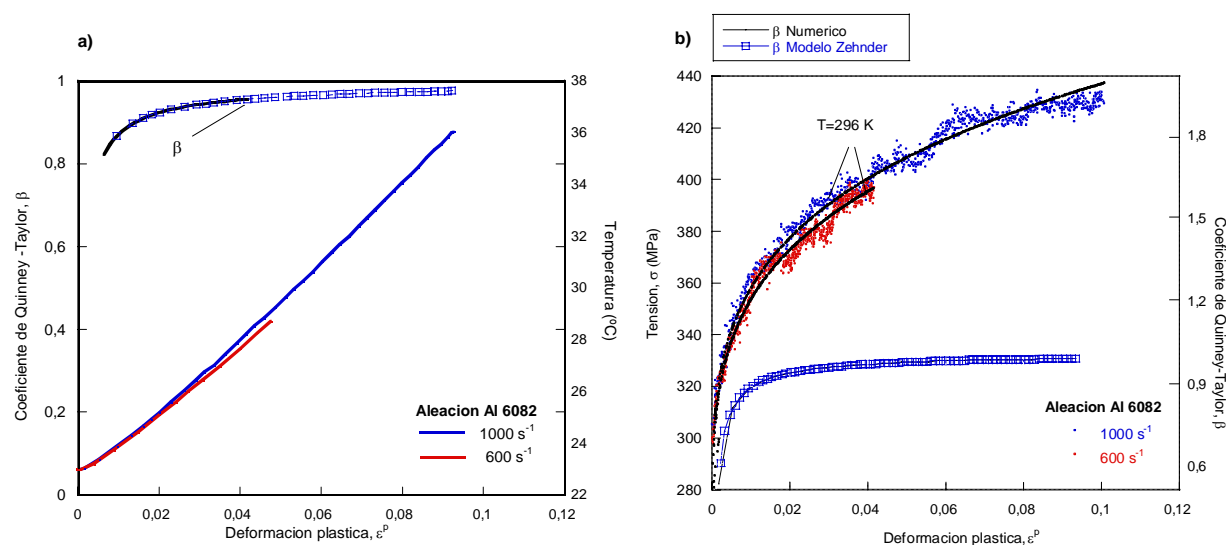


Figura 4.31: a) Gráficas de las relaciones β - ϵ^p y T - ϵ^p , b) Gráficas de las β - ϵ^p y de las σ - ϵ^p numéricas y experimentales.

En la tabla 4.15, que es un extracto de la tabla 4.9, se muestra los incrementos de temperatura obtenidos, para la misma deformación plástica, en dos ensayos a la misma temperatura y a dos velocidades de deformación diferentes: 600 s^{-1} y 1000 s^{-1} .

$T\ (^{\circ}\text{C})$	$\dot{\epsilon}\ (\text{s}^{-1})$	ϵ^p	$T_m\ (^{\circ}\text{C})$
23	600	0.027	26
23	1000	0.026	26.17

Tabla 4.15: Temperatura medida para dos condiciones de ensayo.

Puede observarse que los incrementos de temperatura medidos en los dos ensayos son prácticamente los mismos lo cual permite concluir que la proporción de trabajo plástico convertido en calor (coeficiente de Quinney-Taylor) no depende, en este caso, de la velocidad de deformación, hecho que sanciona el uso de la expresión propuesta por Zehnder, la cual no refleja la dependencia respecto a este parámetro. No puede, sin embargo, extraerse ninguna conclusión respecto a la dependencia de β con la temperatura, pues la aleación Al 6082 utilizada tiene un fuerte dependencia con este parámetro.

CAPÍTULO 5

CONCLUSIONES Y TRABAJOS FUTUROS

5.1. Conclusiones

Se resumen, a continuación, las principales conclusiones obtenidas como resultado de los estudios expuestos. Las conclusiones se presentan agrupadas bajo los siguientes epígrafes: “Sobre la técnica y la metodología experimentales”, “Sobre los materiales”, “Sobre los análisis cuasiestáticos”, “Sobre los análisis dinámicos”, “Sobre el procedimiento de obtención de los valores de los coeficientes de la ley tensión-deformación”.

Sobre la técnica y metodología experimentales

- Se ha desarrollado una metodología que permite el ensayo de materiales metálicos en una máquina universal de ensayo y en barra Hopkinson de compresión con medición simultánea del incremento térmico.
- La termografía infrarroja posibilita la medición del incremento térmico asociado a la deformación plástica tanto en condiciones cuasiestáticas como dinámicas.
- En la medición del incremento térmico es imprescindible una buena calibración de la cámara IR.
- La aplicación de la técnica de termografía infrarroja en ensayos, principalmente dinámicos, requiere de un sistema de sincronismo entre la máquina de ensayo y el sistema de imagen IR.
- El sistema diseñado, que se revela como el más apropiado, está constituido por sensores fotoeléctricos de fibra óptica.
- Se han puesto a punto los dispositivos que permiten la sincronización del ensayo mecánico con la señal de adquisición que opera el sistema sensor IR.
- Se ha diseñado y construido un sistema de ensayo constituido por una cámara de ensayo, una cámara oscura y un sistema de control de temperatura, todo ello acoplable tanto a la máquina universal de ensayos como a la barra Hopkinson.
- Se han puesto a punto los dispositivos que permiten acondicionar la temperatura de servicio en el ensayo así como la medición precisa de la velocidad del proyectil en el impacto.
- Para obtener los valores del incremento térmico mediante termografía infrarroja, es necesario determinar con precisión el valor de la emisividad superficial del material. Las probetas fueron recubiertas de hollín con el fin de mejorar la eficiencia de radiación.

- El valor de la emisividad es determinante en el cálculo del incremento térmico.
- Se han determinado los valores de la emisividad de los materiales estudiados.

Sobre los materiales.-

- Se han analizado tres tipos de materiales que difieren en su comportamiento termomecánico
- En un previo proceso de caracterización mecánica se han obtenido las relaciones tensión-deformación a diferentes velocidades de deformación y temperatura de ensayo.

Sobre los análisis cuasiestáticos

- Para las dos velocidades de ensayo, el uso de lubricante da lugar a un incremento de temperatura ligeramente menor que el que se produce si no se utiliza lubricante.
- Esta diferencia, que es pequeña, corresponde a las deformaciones asociadas con las tensiones tangenciales que aparecen como resultado de la no lubricación entre probeta y plato de compresión.
- Una mayor velocidad en el ensayo da lugar a un mayor incremento de temperatura. Este mayor incremento de temperatura se justifica por el hecho de que al aumentar la velocidad, la energía de deformación que absorbe el material es mayor y, por lo tanto el incremento de temperatura es, también, mayor.
- Una mayor temperatura de ensayo da lugar a un menor incremento de temperatura asociado a la deformación plástica. Este menor incremento de temperatura se justifica por el ablandamiento que sufre el material por efecto de la temperatura.

- Se ha constatado la aparición de picos tanto en la relación fuerza-tiempo como en la relación incremento de temperatura vs deformación en los tres materiales analizados, principalmente en las aleaciones de Magnesio.
- La evolución del incremento de temperatura medido con la cámara durante el ensayo muestra con exactitud los picos que aparecen en la gráfica fuerza-desplazamiento. Este hecho sanciona la precisión de la medida del incremento térmico por deformación mediante tecnología infrarroja.
- Se ha elaborado un modelo numérico tridimensional del ensayo que incluye la probeta y dos superficies rígidas.

Sobre los análisis dinámicos

- Los incrementos de temperatura medidos a la finalización del proceso de deformación, evidencian un descenso de temperatura que puede ser asociado con la recuperación de la deformación elástica.
- Una mayor temperatura del ensayo da lugar a un menor incremento de temperatura asociado a la deformación plástica. Este menor incremento de temperatura se justifica por el ablandamiento que sufre el material por efecto de la temperatura.
- Para la misma deformación, un aumento en la velocidad de deformación da lugar a un mayor incremento de la temperatura.
- Se ha adecuado en el algoritmo de Zaera y Sánchez-Sáez (e implementado en el código comercial de elementos finitos ABAQUS en su versión explícita), la aproximación de Zehnder del coeficiente de Quinney-Taylor.
- Se ha elaborado un modelo numérico tridimensional del ensayo que incluye el proyectil, la probeta y las barras incidente y transmisora.

Sobre el procedimiento de obtención de los coeficientes de la ley tensión-deformación

- Se ha desarrollado un algoritmo de ajuste implementado en FORTRAN, que permite obtener los parámetros de una ley tensión-deformación basado en la comparación del incremento térmico de temperatura medido en un ensayo de compresión con el calculado a partir del trabajo plástico.
- Los coeficientes obtenidos utilizando el procedimiento descrito han sido utilizados en el modelo numérico con el cual se han hecho predicciones de incremento térmico en otros ensayos, predicciones que han coincidido bien con las medidas experimentales.
- **EL INCREMENTO TÉRMICO ASOCIADO A LA DEFORMACIÓN PLÁSTICA ES UNA VARIABLE OBSERVABLE QUE PUEDE SER UTILIZADO EN LA DETERMINACIÓN DE LOS PARÁMETROS DE LA LEY TENSIÓN-DEFORMACIÓN DE UN MATERIAL METÁLICO**

5.2. Trabajos futuros

A partir de los resultados obtenidos se plantean las siguientes líneas de trabajo:

- Estudiar la influencia de la velocidad de deformación en el coeficiente de Quinney-Taylor.
- Estudiar la influencia de la temperatura en el coeficiente de Quinney-Taylor.
- Aplicar la metodología propuesta al ajuste de otras leyes tensión-deformación.
- Aplicar la metodología desarrollada a otros materiales como los aceros austeníticos (Al-6XN y URANUS-B66), aleaciones de titanio....
- Implementar la variación del coeficiente de Quinney-Taylor en el algoritmo utilizado para la integración de las ecuaciones constitutivas, siguiendo un modelo implícito.
- Implementar un modelo de interacción tangencial entre superficies en contacto $\mu^*(\varepsilon)$, vía subrutina de usuario VFRIC (Abaqus/Explicit).
- Utilizar resultados de simulaciones numéricas ya realizadas para ajustar otras leyes tensión-deformación.
- Aplicar la termografía infrarroja a la localización de inestabilidades plásticas en procesos como el ensayo biaxial de placas, mecanizado de piezas, impacto balístico,...
- Modificar algunas características del sistema de medida diseñado como son la distancia cámara-probeta y el recubrimiento de probetas con pintura.
- Aplicar en ensayos a baja temperatura el procedimiento propuesto de medida del incremento térmico.

Bibliografía

- [1] Ludwik, P. "Über den Einfluss der deformationsgeschwindigkeit bei bleibenden Deformationen mit besonderer Beruecksichtigung der Nachwirkungserscheinungen". *Phys. Zeit.*, 1909, Vol. 10, P.P. 411-417.
- [2] Malvern, L. y Pittsburgh, P. "The Propagation of Longitudinal Waves of Plastic Deformation in a Bar of Material Exhibiting a Strain-Rate Effect". *J. Appl. Mech.*, 1951, 18, P.P. 203-208.
- [3] Alder, J. y Philips, K. "The Effect of Strain Rate and Temperature on the Resistance of Aluminium, Copper and Steel to Compression". *J. Inst. Met.*, 1954, P.P. 80-83.
- [4] Macgregor, C. y Fisher, J. "A Velocity-Modified Temperature for Plastic Flow of Metals". *J. Appl. Mech.*, 1946, 13, P.P. A11-A16.
- [5] Malvern, L. "Experimental Studies of Strain Rate Effects and Plastic Wave Propagation in Annealed Aluminium". *Proc. Soc. Mech. Engrs. Coll. Behaviour of Materials under Dynamic Loading, Chicago*, 1965, P.P. 81.
- [6] Ripperberger, E. "Experimental Studies of Strain Rate Effects and Plastic Wave Propagation in Annealed Aluminium". *Proc. Am. Soc. Mech. Engrs, Coll. Behaviour of Materials under Dynamic Loading, Chicago*, 1965, P.P. 62.
- [7] Bodner, S. y Partom, Y. "Constitutive Equations for Elastic-Viscoplastic Strain-Hardening Materials". *J. Appl. Mech.*, 1975, P.P. 385-389.
- [8] Lindholm, U. "Some Experiments with the Split Hopkinson Pressure Bar". *J. Mech. Phys. Sol.*, 1964, 12, P.P. 317-335.
- [9] Campbell, J., Eleiche, A. y Tsao, M. "Strength of Metals and Alloys at High Strains and Strain Rates". *Fundamental Aspects of Structural Alloy Design*. Jaffee, R. y Wilcox, B. (Eds), New York: Plenum, 1977, P.P. 545-561.
- [10] Johnson, G. "EPIC-2: A Computer Program for Elastic-Plastic Impact Computations in 2 Dimensions Plus Spin". *Contractor Report Abril-00373, U.S. Army Ballistic Res. Lab., Aberdeen Proving Grounds, MD.*, 1978.

- [11] Johnson, G. y Cook, W. "A Constitutive Model and Data for Metals Subjected to Large Strains, High Strain Rates and High Temperature". *Proc. 7th Int. Symposium on Ballistics, The Hague, Netherlands*, 1983, P.P. 541-547.
- [12] Liang, R. y Khan, A. "A Critical Review of Experimental Results and Constitutive Models for BCC and FCC Metals over a Wide Range of Strain Rates and Temperatures". *Int. J. Plasticity*, 1999, 15, P.P. 963-980.
- [13] Cowper G. R. y Symonds P. S. "Strain Hardening and Strain Rate Effects in the Impact Loading of Cantilever Beam". *Tech. Rep N° 28 from Brown University*, 1957,
- [14] Zerilli, F. y Armstrong, R. "Dislocation-Mechanics-Based Constitutive Relations for Material Dynamics Calculations". *J. Appl. Phys.*, 1987, 61, 5, P.P. 1816-1825.
- [15] Khan, A. y Huang, S. "Experimental and Theoretical Study of Mechanical Behaviour of 1100 Aluminium in the Strain Rate Range 10^{-5} - 10^4 s $^{-1}$ ". *Int. J. Plasticity*, 1992, 8, P.P. 397-424.
- [16] Burgahn, F., Vöhringer, O. y Macherauch, E. "Modelling of Flow in Steels as a Function of Strain Rate and Temperature". *Shock-Wave and High-Strain-Rate Phenomena in Materials*. Meyers, M., Murr, L. y Staudhammer, K. (Eds), New York: Marcel Dekker, 1992, 171-179.
- [17] Tanimoto, N., Fukuoka, H. y Fujita, K. "One dimensional Numerical Analysis of a Bar Subjected to Longitudinal Impulsive Loading". *JSME Int. J.*, 1993, 36, 2, P.P. 137-145.
- [18] Wei, Q. "A Temperature-Dependent Constitutive Equation for Strain-Rate Sensitive Material". *Mech. Struct. & Mach*, 1994, 22, 4, P.P. 457-472.
- [19] El-Magd, E. "Mechanical Properties at High Strain Rates". *J. Phys. IV (DYMAT)*, 1994, 4, P.P. 149-170.
- [20] El-Magd, E., Scholles, H. y Weisshaupt, H. "Dynamic Ductility of Metals". *J. Phys. IV (DYMAT)*, 1997, 7, P.P. 349-354.

- [21] Mimura, K. y Tanimura, S. "A Strain-Rate and Temperature Dependent Constitutive Model with Unified Sets of Parameters for Various Metallic Materials". *Int. Union of Theoretical and Applied Mechanics (IUTAM) Symposium, Noda, Japan*, 1995, P.P. 69-76.
- [22] Harding, J. "The Effect of High Strain Rate on Material Properties". *Materials at High Strain Rates*, 1987.
- [23] Harding, J. "Mechanical Behaviour of Composite Materials under Impact Loading". *Shock-Wave and High-Strain-Rate Phenomena in Materials*. Meyers, M., Murr, L. y Staudhammer, K. (Eds), New York: Marcel Dekker, 1992, P.P. 21-34.
- [24] Nemat-Nasser, N. y Yulong, L. "Flow Stress of F.C.C. Polycrystals with Application to OFHC Cu". *Acta Metall.*, 1998, 46,2, P.P. 565-477.
- [25] Rusinek, A. y Klepaczko, J. "Shear testing of sheet steel at wide range of strain rates and a constitutive relation with strain-rate and temperature dependence of the flow stress". *Int. J. Plasticity*, 2001, 17, P.P. 87-115.
- [26] Klepaczko, J. R. "General approach to rate sensitivity and constitutive modelling of FCC and BCC metals". *Impact Effects of Fast Transient Loading*. A.A. Balkema, Rotterdam, 1994, P.P. 3-45.
- [27] Duffy, J. "Strain Rate History Effects and Dislocation Substructure at High Strain Rates". *Material Behaviour under High Stress and Ultrahigh Loading Rates*. Mescal, J. y Weiss, V. (Eds), New York: Plenum, 1983, 21-37.
- [28] Klepaczko, J. R. "The newest development on physically based constitutive modelling in dynamic plasticity". *Mechanical Behaviour of Materials-IV (Proc. 6th Int. Conf.)*, Oxford, 1992, P.P. 235-244.
- [29] Olivella, O. X. y Bosch, S. A. "Ecuaciones de conservación". *Mecánica de medios continuos para ingenieros*. Universitat Politècnica de Catalunya. (Eds), Barcelona: UPC, 2000, P.P. 329.
- [30] Maugin, A. G. "Thermomechanics of elastoviscoplastic continua". *The thermomechanics of plasticity and fracture*. Aref, H. y Crighton, D. G. (Eds), Cambridge: Cambridge University Press, 1992, 350.

- [31] Lemaitre, J. y Chaboche, J. L. "Mechanics of solid materials", Cambridge university press, 1990, 53-68.
- [32] Hardorsen, M. L. "Thermoelastic stress analysis system developed for industrial applications". Tesis Doctoral, Institute of mechanical engineering Aalborg university, 1998, P.P. 175.
- [33] Taylor, G. I. y Quiney, H. "latent energy remaining in a metal after cold working". *Proceedings of the Royal Society*, 1933, A,143, P.P. 307-326.
- [34] Zehnder, A. T. "A Model for the heating due to plastic work". *Mechanics Research Communications*, 1991, 18, 1, P.P. 23-28.
- [35] Aravas, N., Kim, K. S. y Leckie, F. A. "On the calculations of the stored energy of cold work". *J. Eng. Mater. Technol.*, 1990, 112, 4, P.P. 465-470.
- [36] Manson, J. J., Rosakis, A. J. y Ravichandran, G. "On the strain and strain rate dependence of the fraction of plastic work converted to heat: an experimental study using high speed infrared detectors and kolsky bar". *Mech. of Materials*, 1994, 17, 2-3, P.P. 135-145.
- [37] Rusinek, A. y Klepaczko, J. R. "Experiments on heat generated during plastic deformation and stored energy for TRIP steels". *Materials and Design*, 2009, 30, P.P. 35-48.
- [38] Berver, M. B., Holt, D. L. y Titchener, A. L. "The stored energy of cold work". *Prog. in mat. Sci.*, 1973, 7, P.P. 6-14.
- [39] Hirth, J. P. y Lothe, J. "Theory of Dislocation", New York: Wiley-Interscience, 1982, 64.
- [40] Taylor, G. I. "The mechanism of plastic deformation of crystals". *Proc. R. Soc. A*, 1934, 145,855, P.P. 362-387.
- [41] Rabin, Y. y Rittel, D. "A model for the time response of solid-embedded thermocouples". *Exp. Mech.*, 1999, 39, 2, P.P. 133-137.
- [42] Rittel, D. "On the conversion of work to heat during high strain rate deformation of glassy polymers". *Exp. Mech.*, 1999, 31, P.P. 131-139.

- [43] Rittel, D. "Transient temperature measurement using embedded thermocouples". *Exp. Mech.*, 1998, 38, 2, P.P. 73-79.
- [44] Rittel, D. y Rabin, Y. "An investigation of the heat generated during cyclic loading of two glassy polymers. Part 2: Thermal analysis". *Mech. of Materials*, 2000, 32, P.P. 149-159.
- [45] Hudson, R. D. "Infrared system engineering", New York: John Wiley & Sons, 1969, 642.
- [46] Kaplan, H. "Practical applications of infrared thermal sensing and imaging equipment" 2 ed. (Eds), Washinton: SPIE Optical engineering press, 1999, 163.
- [47] Gaussorgues, G. "La thermographie infrarouge: Principes technologies applications", Paris: En: Techniques et documentation lavoisier, 1989,
- [48] Burnay, S. G., Williams, T. L. y Jones, C. H. "Applications of thermal imaging" 1 ed. (Eds), Bristol: Adam Hilger, 1988, 248.
- [49] Siegel, R. y Howell, J. R. "Radiation from a blackbody". Thermal radiation heat transfer. 3 ed. (Eds), New York: Taylor & Francis, 2002, 1-44.
- [50] Mahan, R. J. "Description of real surface; surface properties". Radiation heat transfer: A statistical approach. (Eds), New York: John wiley & Sons, 2002, 69-93.
- [51] Joachim, A. K. "Quantitative measurement of the heat exchange during deformation using an infrared camera". *Thermochimica acta*, 1994, 247, 1, P.P. 55-64.
- [52] Rusinek, A., Novacki, W. K., Gadaj, P. y Klepaczko, J. R. "Measurement of temperature coupling by thermovision and constitutive relation at high strain rates for the dual phase sheet steel". *J. Phys. IV (DYMAT)*, 2003, 110, P.P. 411-416.
- [53] Trojanowski, A., Macgregor, C. y Harding, J. "An improved technique for the experimental measurement of specimen surface temperature during Hopkinson-bar tests". *Meas. Sci. Technol.*, 1998, 9, P.P. 12-19.
- [54] Macdogall, D. y Harding, J. "The measurement of specimen surface temperature in high-speed tension and torsion tests". *Int. J. Impact Eng*, 1998, 21, 6, P.P. 473-488.

- [55] Noble, J. P. y Harding, J. "Temperature measurement in the tensile Hopkinson bar test". *Meas. Sci. Technol.*, 1994, 5, 9, P.P. 1163-71.
- [56] Hartley, k., Duffy, J. y Hawley, R. H. "measurement of the temperature profile during shear band formation in steels deforming at high strain rates". *J. Mech. Phys. Sol.*, 1987, 35, 3, P.P. 283-301.
- [57] Walley, S. M., Proud, W. G., Rae, P. J. y Field, E. "Comparison of two methods of measuring the rapid temperature rises in split Hopkinson bar specimens". *Review of scientific instruments*, 2000, 71, 4, P.P. 1766-1771.
- [58] Ferreira, F. J. "Análise do comportamento dinâmico de componentes estruturais sob solicitações generalizadas". PEUP, P.P. 231.
- [59] Kapoor, R. y Nemat-Nasser, "Determination of temperatura rise during hihg strain rate deformation". *Mech. of Materials*, 1998, 27, P.P. 1-12.
- [60] Zehnder, A. T., Babinsky, E. y Palmer, T. "Hybrid method for determining the fraction of plastic work converted to heat". *Exp. Mech.*, 1998, 38, 4, P.P. 295-302.
- [61] Seo, S., Ming, O. y Yang, H. "Constitutive equation for Ti-6AL-4V at high temperatures measured using the SHPB technique". *Int. J. Imp. Eng*, 2005, 31, 6, P.P. 735-754.
- [62] Macdogall, D. "Determination of the plastic work converted to heat using radiometry". *Exp. Mech.*, 2000, 40, 3, P.P. 298-306.
- [63] Lerch, V., Gary, G. y Hervé, P. "Thermomechanical properties of polycarbonate under dynamic loading". *J. Phys. IV (DYMAT)*, 2003,110, P.P. 159-166.
- [64] Hodowany, J., Ravichandran, G., Rosakis, A. J. y Rosakis, P. "Partition of plastic work into heat and stored energy in metals". *Exp. Mech.*, 2000, 40, P.P. 113-123.
- [65] Buckley, C. P., Harding, J., Hou, J. P., Ruiz, C. y Trojanowski, A. "Deformation of termosetting resing at impact rates of strain. Part I: Experimental study". *Journal Mech. Phys. Solids*, 2001, 49, P.P. 1517-1538.

- [66] National Institute of Standards and Technology. http://www.vishay.com/brands/measurements_group/guide/tn/tn505/505index.htm.
- [67] Hopkinson, B. "A Method of Measuring the pressure Produced in the Detonation of Explosives or by the Impact of Bullets". *Phil. Tran. R. Soc. Lond.*, 1914, A213, P.P. 437-456.
- [68] Kolsky, H. "An Investigation of the Mechanical Properties of Materials at Very High Rates of Loading". *Proc. Phys. Soc.*, 1949, B62, P.P. 676-699.
- [69] Chen, W., Song, B., Frew, D. J. y Forrestal, J. "Dynamic small strain measurements of a metal specimen with a split Hopkinson pressure bar". *Soc. Exp. Mech.*, 2003, 43, 1, P.P. 20-23.
- [70] Mehling, H., Kuhn, J., Valentin, M. y Fricke, J. "Change of infrared emissivity of metal surfaceduring oxidation". *High Temperatures-High Pressures*, 1998, 30, 3, P.P. 333-41.
- [71] Aranda, G. "Espectrometría de imagen en el infrarrojo: una contribución al estudio de las combustiones y a la teledetección de incendios forestales" Tesis doctoral. Universidad Carlos III de Madrid, 2002.
- [72] Miguélez Garrido, M^a. "Caracterización Dinámica de materiales avanzados a alta velocidad de deformación y a elevada temperatura" Tesis doctoral. Universidad Carlos III de Madrid, 1998.
- [73] Malinowski, J. Z. y Klepaczko, J. R. "A unified analytic and numerical approach to specimen behaviour in the Split-Hopkinson pressure bar". *Int. j. Mech. Sci.*, 1986, 28, 6, P.P. 381-391.
- [74] HKS, "Abaqus Explicit V 6.5"Richmod, (Eds), USA: ABAQUS Inc., 2004.
- [75] Portevin, A., and LeChatelier, F., Comptes "Sur un phénomène observé lors de l'essai de traction d'alliages en cours de transformation", *Rendues de l'Academie des Sciences*, París, 1923, 176, P.P. 507-510.
- [76] Chatuverdi, M. C., Lloyd, D. J. y Tangri, K., *Metal Sic.*, 1972, 6, P.P. 16-19.

- [77] Corby, C., Cáceres, C. H., y Lukác, P., "Serrated flow in magnesium alloy AZ91". *Mat. Sci. and Eng. A*, 2004, 387-389, P.P. 22-24.
- [78] Zaera, R. y Fernández-Sáez, J. "An implicit consistent algorithm for the integration of thermoviscoplastic constitutive equations in adiabatic conditions and finite deformations". *Int. J. of Solids. & Structures*, 2006, 43, 6, P.P. 1594-1612.

Publicaciones

Los trabajos de esta tesis se iniciaron el año 2004 y han tenido como soporte dos proyectos concedidos por la Comunidad Autónoma de Madrid:

- *"Obtención de ecuaciones constitutivas para PMMC's base Aluminio y Titanio mediante un procedimiento basado en la medición del incremento térmico asociado a la deformación plástica"* GR/MAT/0504/2004 concedido por la Comunidad Autónoma de Madrid.
- *"Obtención de leyes de comportamiento termo-mecánico de nuevos materiales compuestos de matriz metálica"* 07N/0046/2002 concedido por la Comunidad Autónoma de Madrid.

y uno concedido por la CICYT

- *"Estudio numérico y experimental del comportamiento mecánico y del proceso de daño de Materiales compuestos de matriz metálica reforzados con partículas"* (MAT2004-04921).concedido por el Ministerio de Ciencia Tecnología.

A continuación se citan las publicaciones desarrolladas y que están relacionadas con el tema de investigación:

- Artículos en revistas internacionales:

R. Guzmán, Y.E. Essa, J. Meléndez, J. Aranda, F. López y J. L. Pérez-Castellanos, (2007) "Measurement of temperature increment in compressive quasi-static and dynamic tests using the infrared thermography", STRAIN, Blackwell publishing, doi:10.1111/j.1475-1305.2007.00384x.

- Comunicaciones a congresos:

R. Guzmán López y J. L. Pérez-Castellanos, (2008) "Incremento térmico asociado a la deformación plástica en ensayos de compresión de probetas metálicas" XXV encuentro del grupo español de fractura, Sigüenza, España.

R. Guzmán López y J.L. Pérez-Castellanos, (2006) "Description of a synchronism system for acquisition of external data during Hopkinson bar tests" 5Th International conference on mechanics and materials in design, Porto, Portugal.

R. Guzmán López, J. Meléndez, J. Aranda, F. López-Martínez, Y.E. Essa y J. L. Pérez-Castellanos, (2005). "Infrared measuring technique of the temperature increment during compressive static and dynamic tests" 4Th Youth Symposium on Experimental Solid Mechanics, Castrocara Terme, Italia.

Y. El-Saeid Essa, R. González-Lezcano, R. Guzmán, y J. L. Pérez-Castellanos (2004) "Critical study on the dynamic stress-strain behavior using tensile Hopkinson-Bar" Second International Symposium of Heat Treatment of Metals and Alloys, El Cairo, Egipto.

- Artículos en proceso de revisión:

R. Guzmán, J. Meléndez, y J. L. Pérez-Castellanos, (2008) "Determination of the constitutive relation parameters of a metallic material by measurement of temperature increment in compressive dynamic tests", Journal of Experimental Mechanics.

R. Guzmán, y J. L. Pérez-Castellanos, (2008) "Temperature increment associated with the plastic deformation on dynamic compressive tests of the Aluminium alloy Al 6082", Journal of Strain Analysis for Engineering Design.

Apéndice A

ESQUEMAS ELÉCTRICOS Y ELECTRÓNICOS



Figura A.1: Esquema electrónico del sistema de sincronismo.

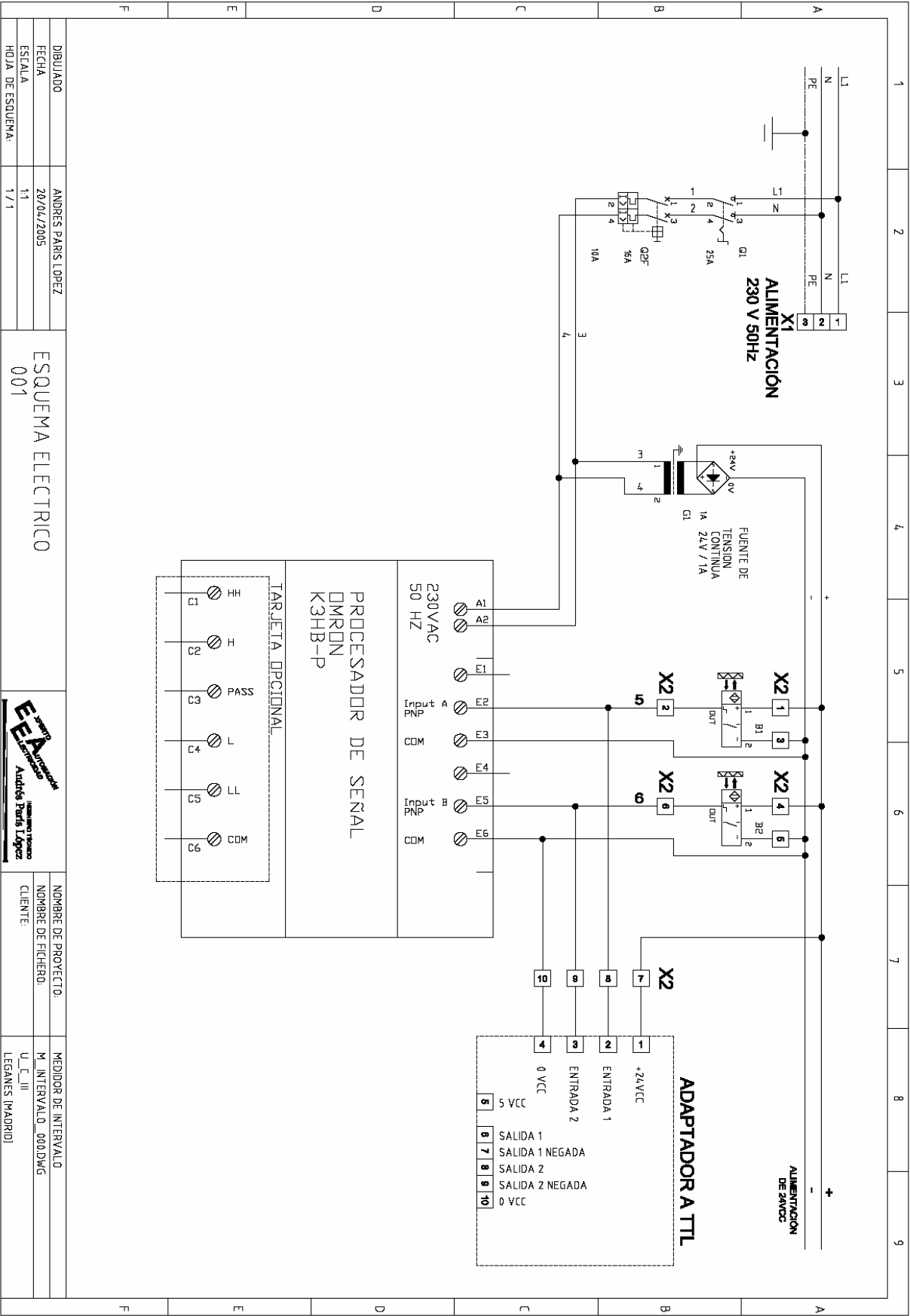


Figura A.2: Esquema eléctrico del sistema de medición de velocidad.

Apéndice B

**GRÁFICAS σ - ε Y ΔT - t DE LAS ALEACIONES Al
6082, Mg ZC71-T6 Y Mg ZC71 REFORZADA
OBTENIDAS EN ENSAYOS CUASISTÁTICOS**

A. ALEACIÓN ZC71 REFORZADA

A.1. Ensayos a temperatura ambiente

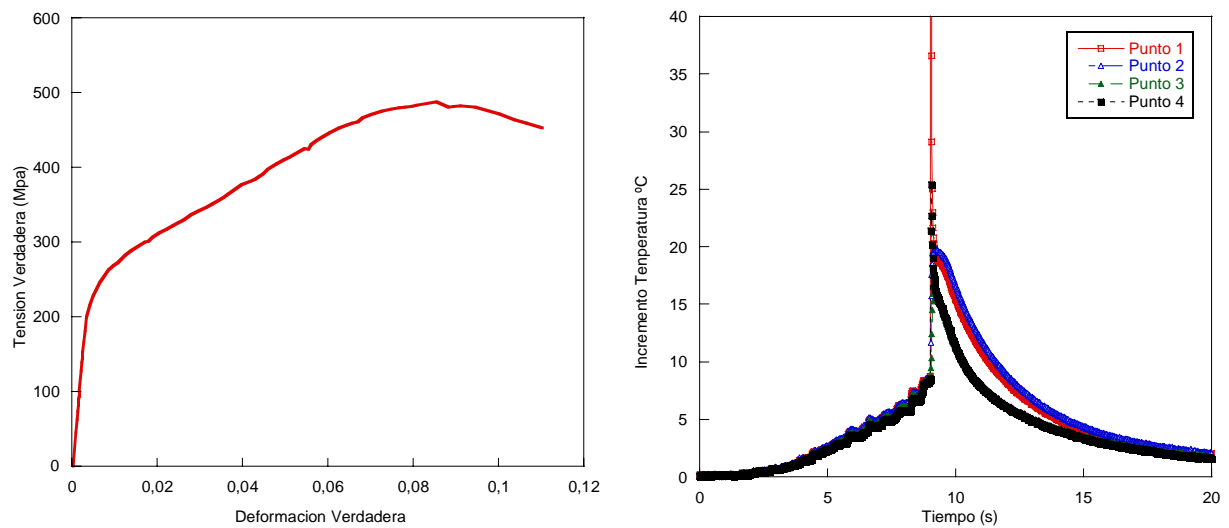


Figura A.1.1: Gráficas σ - ϵ y ΔT - t a 0.0238 s^{-1} de la aleación Mg ZC71 reforzada obtenidas en ensayos con película de lubricante.

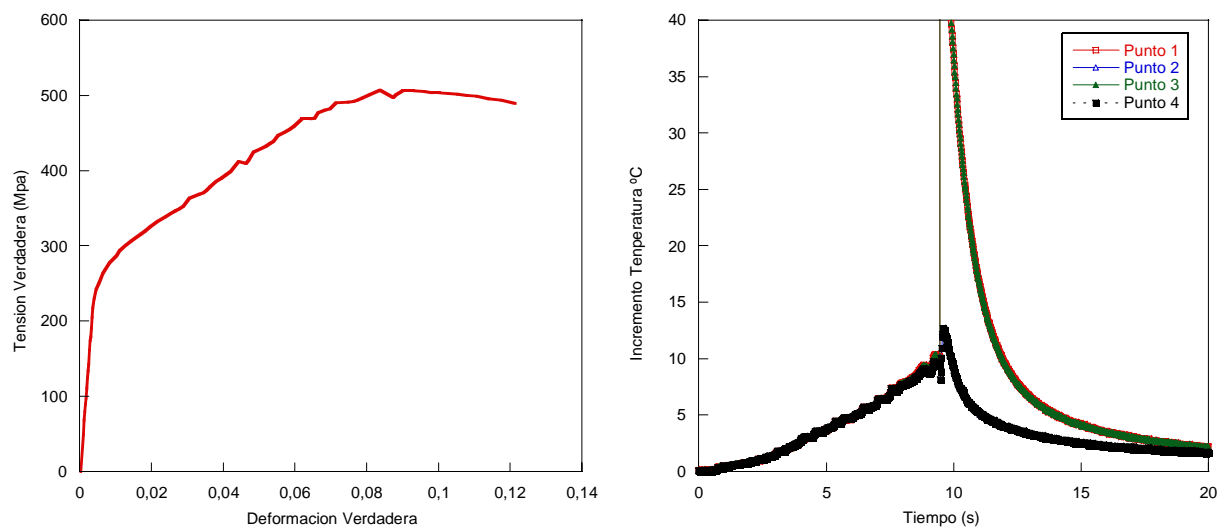


Figura A.1.2: Gráficas σ - ϵ y ΔT - t a 0.0238 s^{-1} de la aleación Mg ZC71 reforzada obtenidas en ensayos sin película de lubricante.

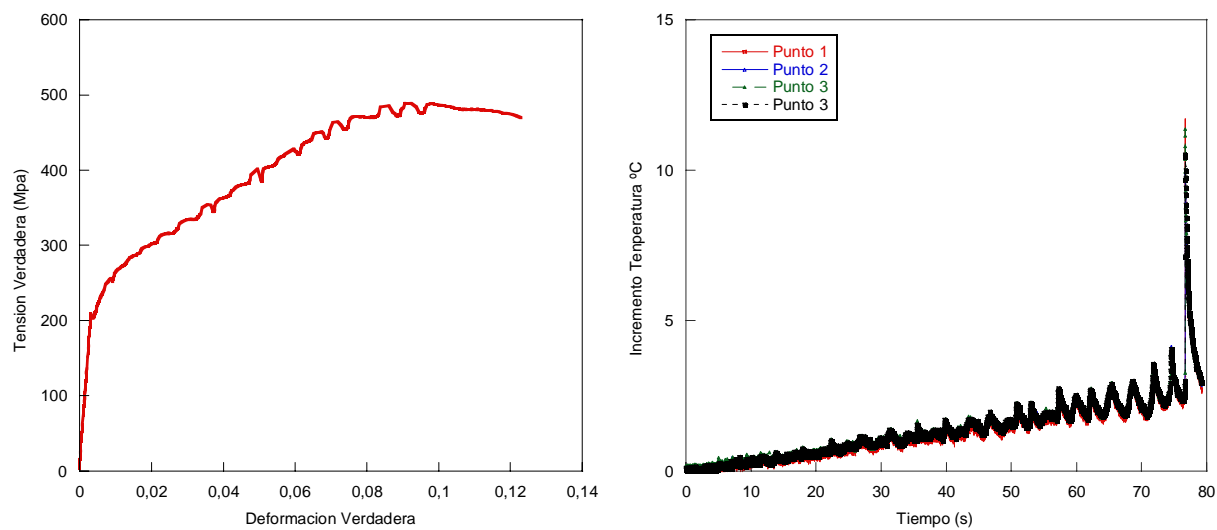


Figura A.1.3: Gráficas σ - ϵ y ΔT - t a 0.003 s^{-1} de la aleación Mg ZC71 reforzada obtenidas en ensayos con película de lubricante.

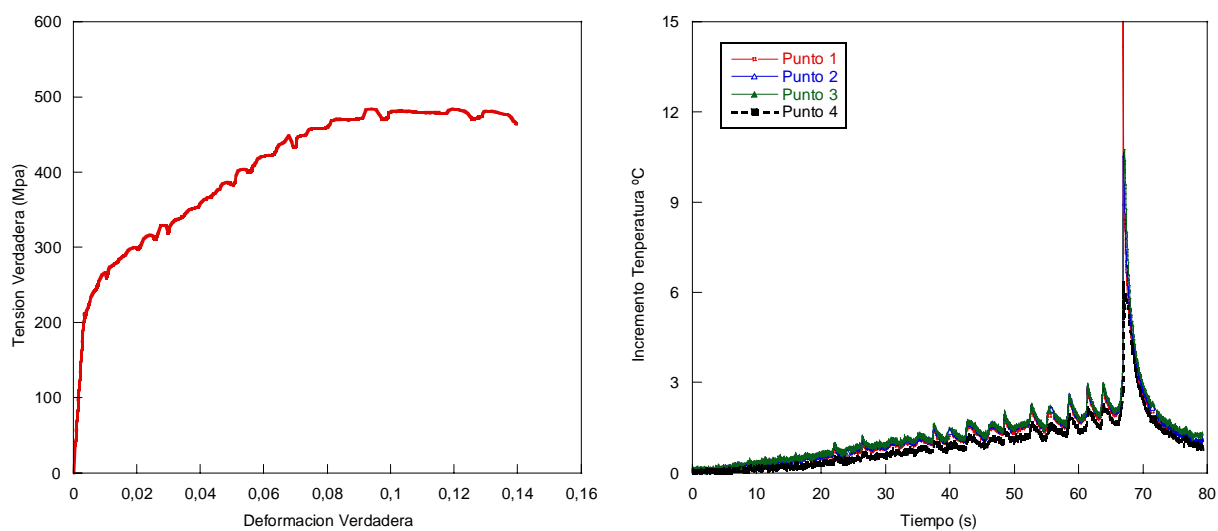


Figura A.1.4: Gráficas σ - ϵ y ΔT - t a 0.003 s^{-1} de la aleación Mg ZC71 reforzada obtenidas en ensayos sin película de lubricante.

A.2. Ensayos a 100 °C

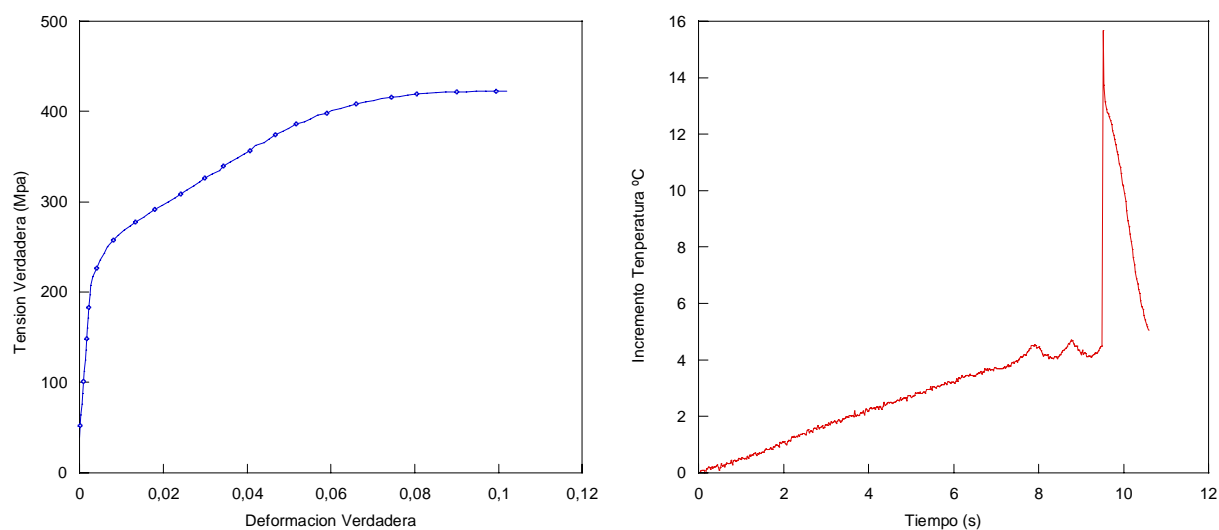


Figura A.2.1: Gráficas σ - ϵ y ΔT - t a 0.0238 s^{-1} de la aleación Mg ZC71 reforzada obtenidas en ensayos con película de lubricante.

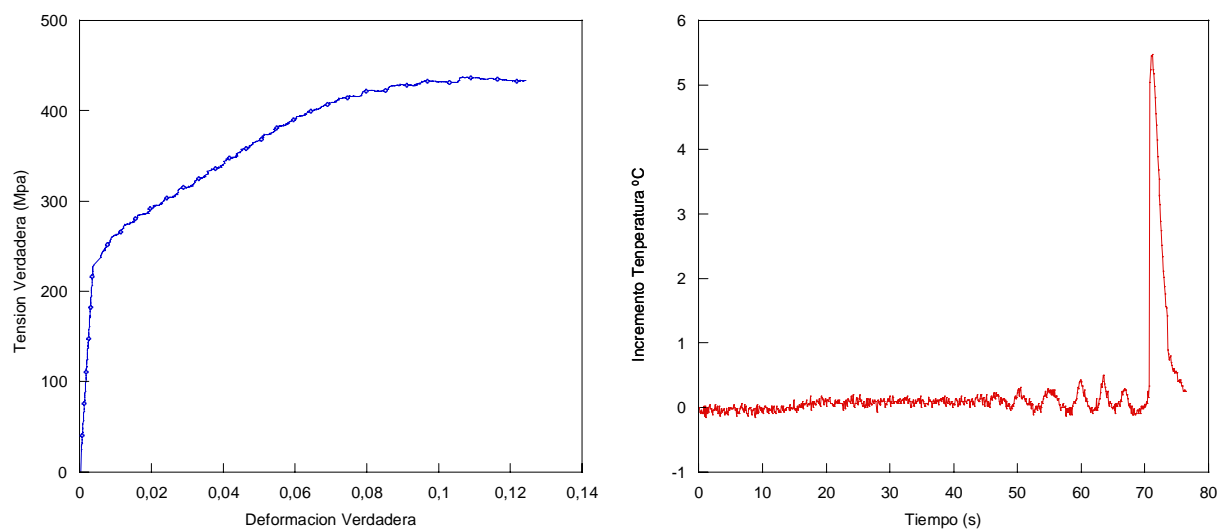


Figura A.2.2: Gráficas σ - ϵ y ΔT a 0.003 s^{-1} de la aleación Mg ZC71 reforzada obtenidas en ensayos con película de lubricante.

B. ALEACIÓN ALUMINIO AL 6082

B.1. Ensayos a temperatura ambiente

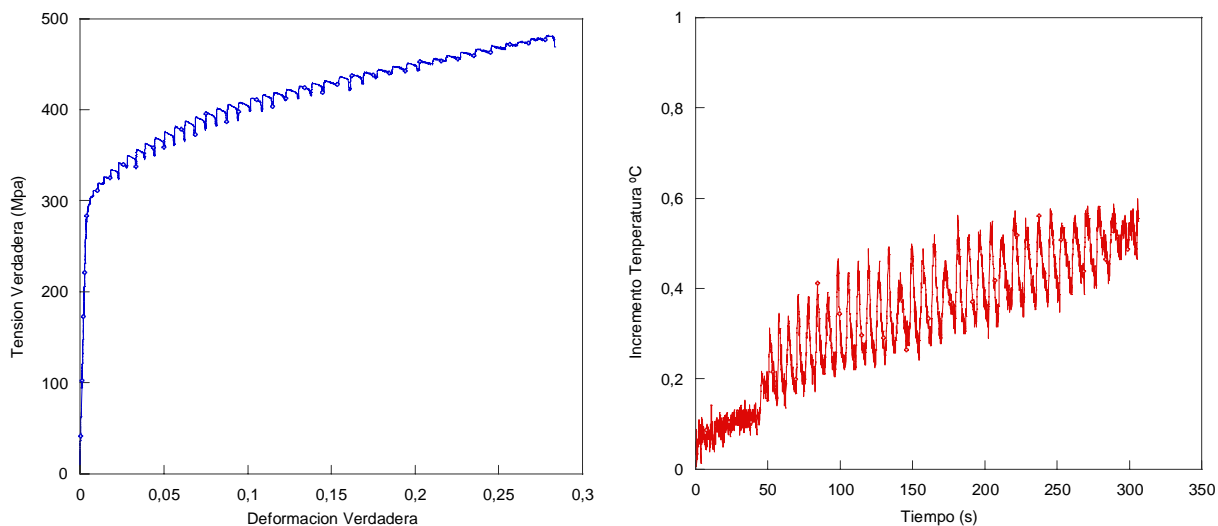


Figura B.1.1: Gráficas σ - ϵ y ΔT - t a 0.001 s^{-1} de la aleación Al 6082 obtenidas en ensayos con película de lubricante.

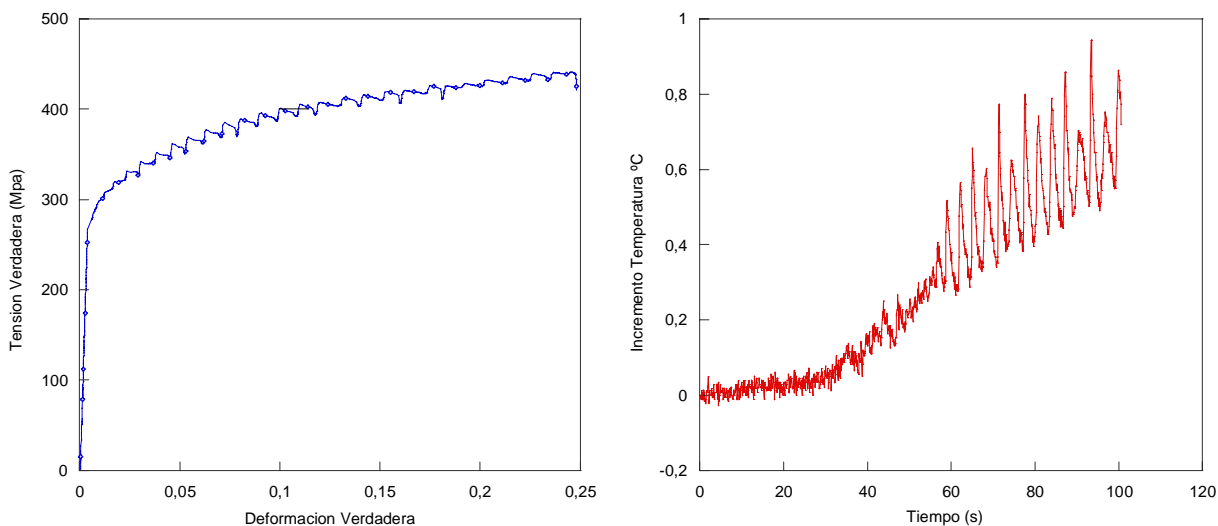


Figura B.1.2: Gráficas σ - ϵ y ΔT - t a 0.003 s^{-1} de la aleación Al 6082 obtenidas en ensayos con película de lubricante.

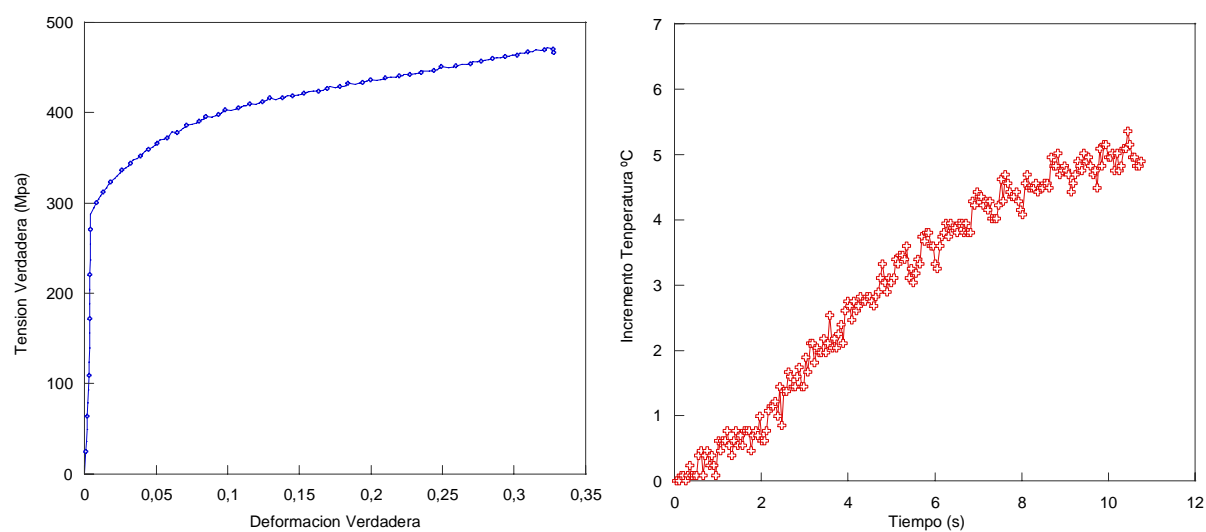


Figura B.1.3: Gráficas σ - ϵ y ΔT - t a 0.0238 s^{-1} de la aleación Al 6082 obtenidas en ensayos con película de lubricante.

B.2. Ensayos a 100°C

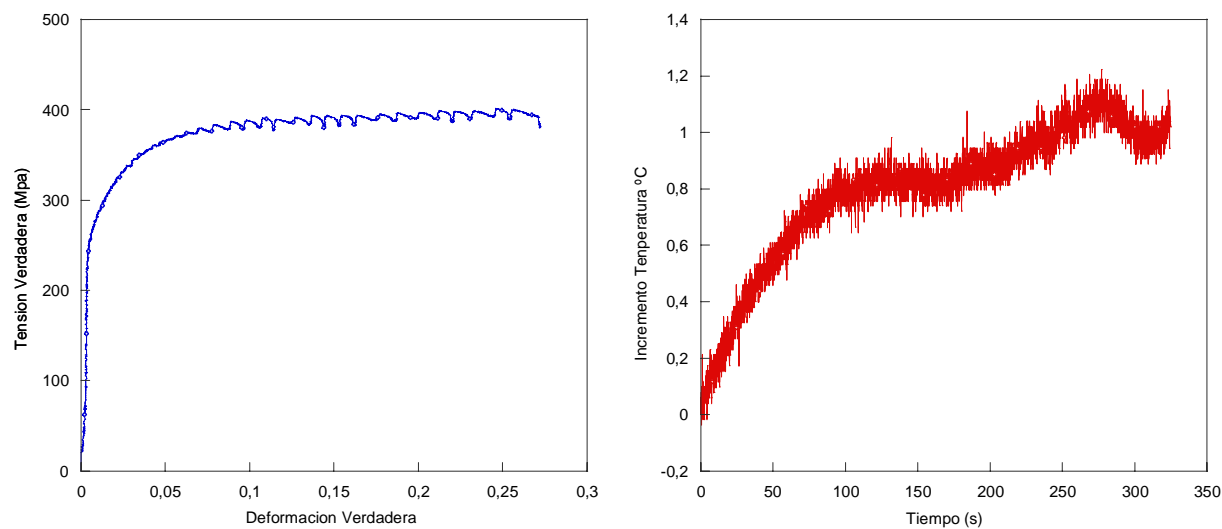


Figura B.2.1: Gráficas σ - ϵ y ΔT - t a 0.001 s^{-1} de la aleación Al 6082 obtenidas en ensayos con película de lubricante.

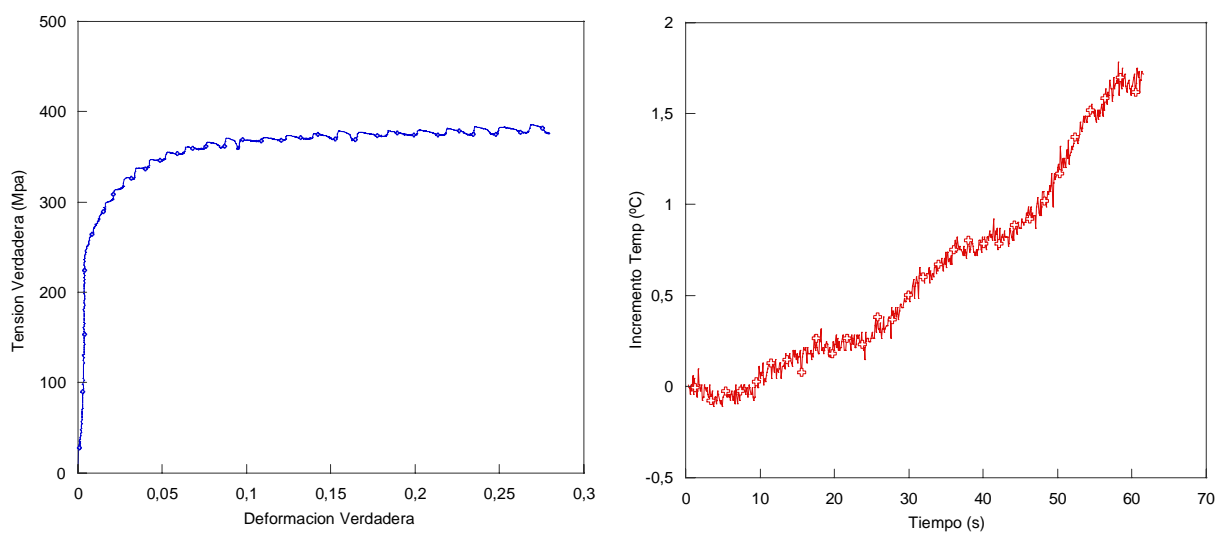


Figura B.2.2: Gráficas σ - ϵ y ΔT - t a 0.003 s^{-1} de la aleación Al 6082 obtenidas en ensayos con película de lubricante.

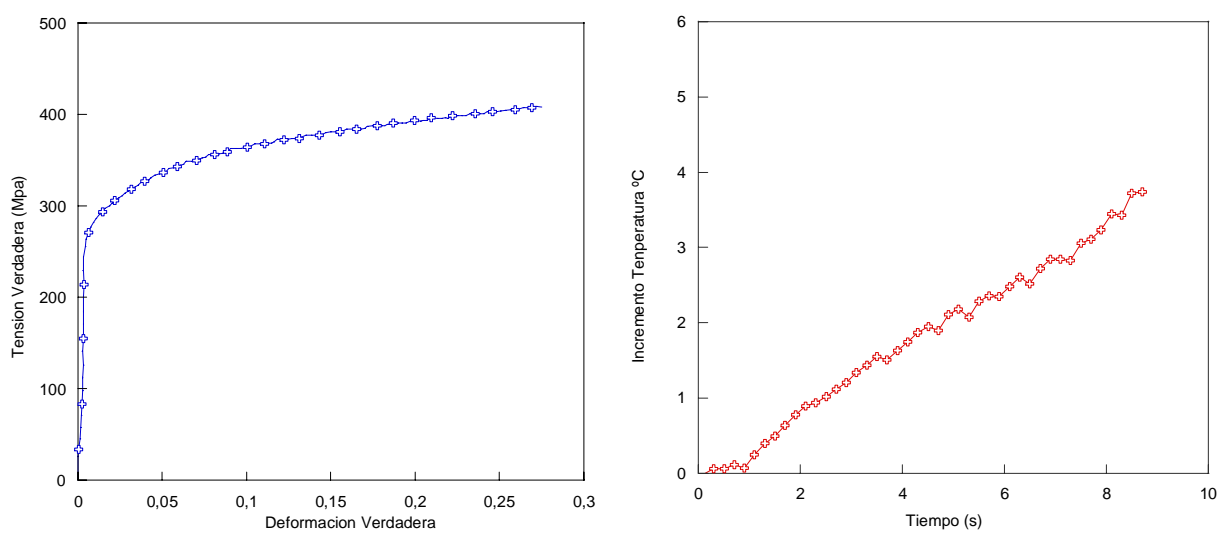


Figura B.2.3: Gráficas σ - ϵ y ΔT - t a 0.0238 s^{-1} de la aleación Al 6082 obtenidas en ensayos con película de lubricante.

A. ALEACIÓN Mg ZC71

C.1. Ensayos a temperatura ambiente

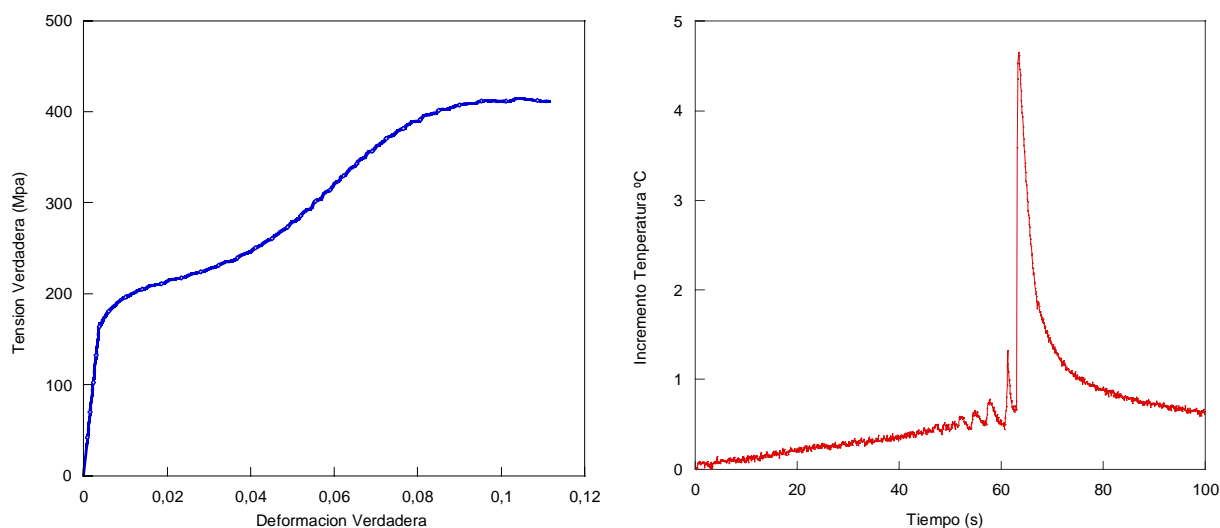


Figura C.1.1: Gráficas σ - ε y ΔT - t a 0.003 s^{-1} de la aleación Mg ZC71 obtenidas en ensayos con película de lubricante.

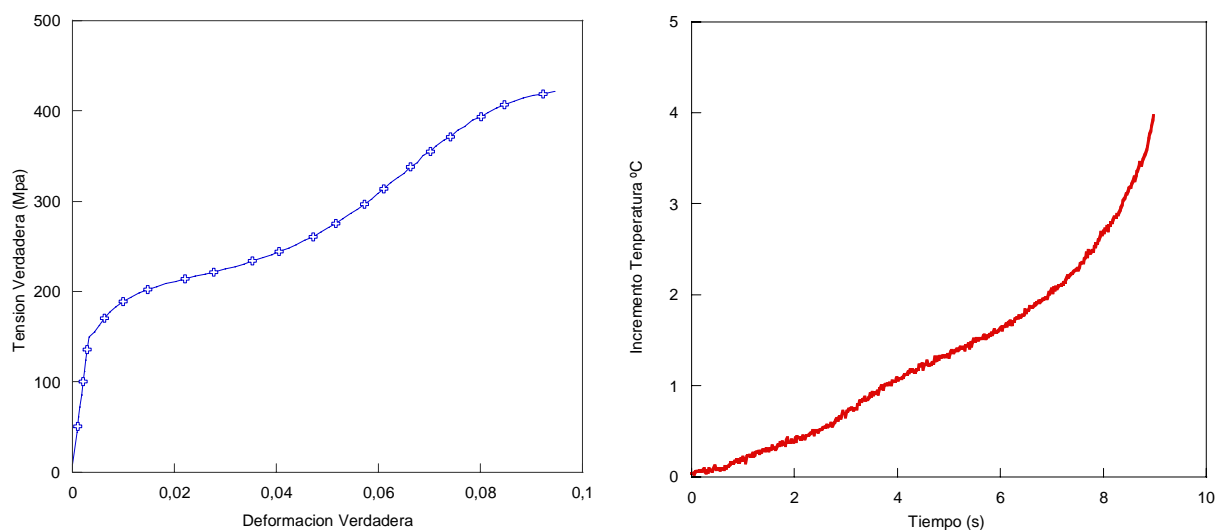


Figura C.1.2: Gráficas σ - ε y ΔT - t a 0.0238 s^{-1} de la aleación Mg ZC71 obtenidas en ensayos con película de lubricante.

C.2. Ensayos a 100 °C

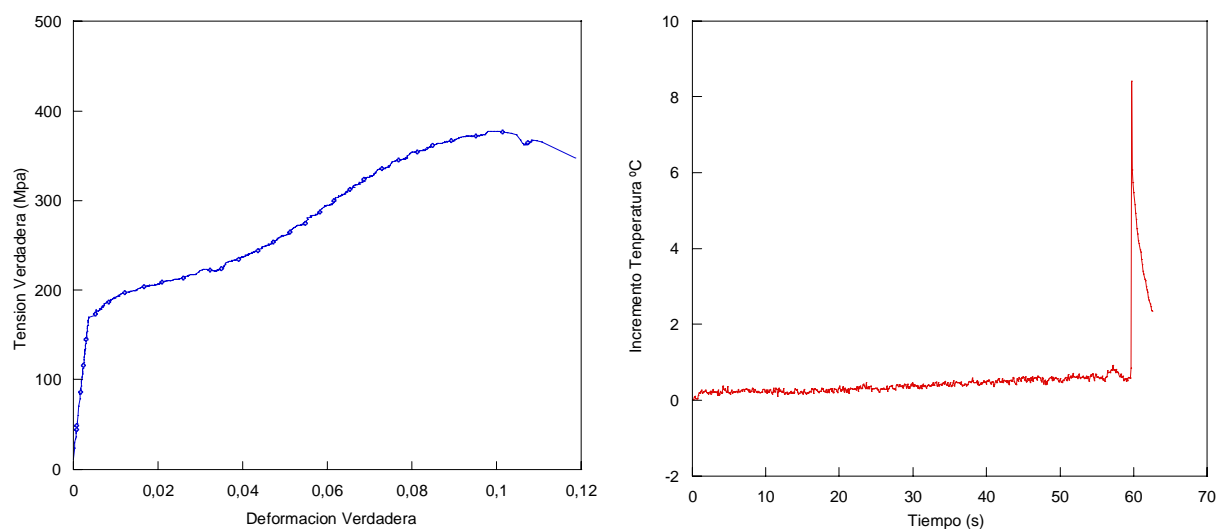


Figura C.2.2: Gráficas σ - ϵ y ΔT - t a 0.003 s^{-1} de la aleación Mg ZC71 obtenidas en ensayos con película de lubricante.

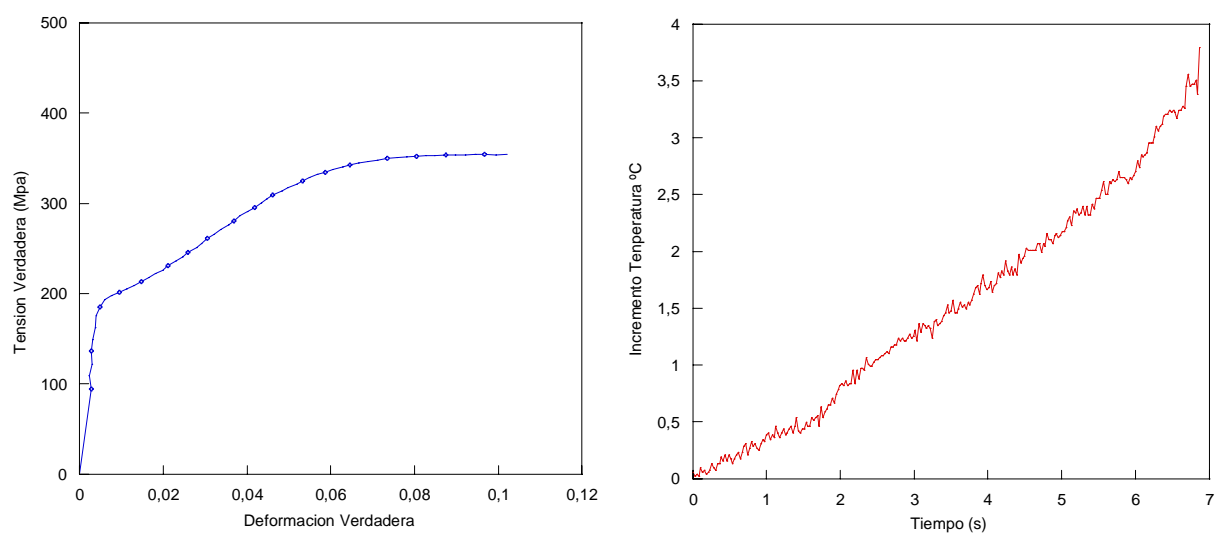


Figura C.2.1: Gráficas σ - ϵ y ΔT - t a 0.02 s^{-1} de la aleación Mg ZC71 obtenidas en ensayos con película de lubricante.

Apéndice C

**GRÁFICAS σ - ε DE LA ALEACIONES A1 6082
OBTENIDAS EN ENSAYOS DINÁMICOS**

A. 1. Ensayos a temperatura ambiente

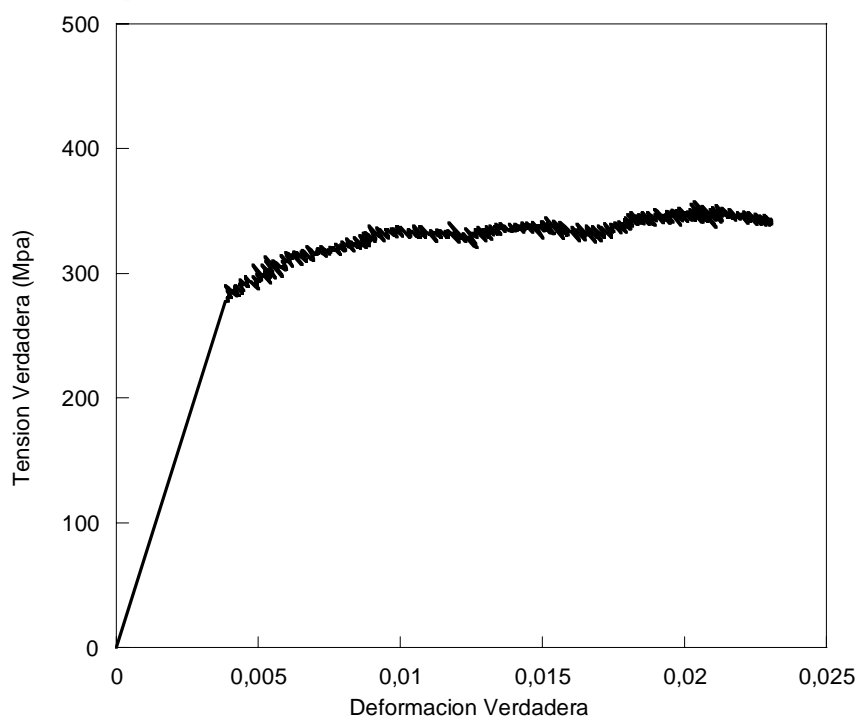


Figura A.1.1: Gráfica σ - ϵ a 300 s⁻¹ de la aleación Al 6082 obtenidas en ensayos con película de lubricante.

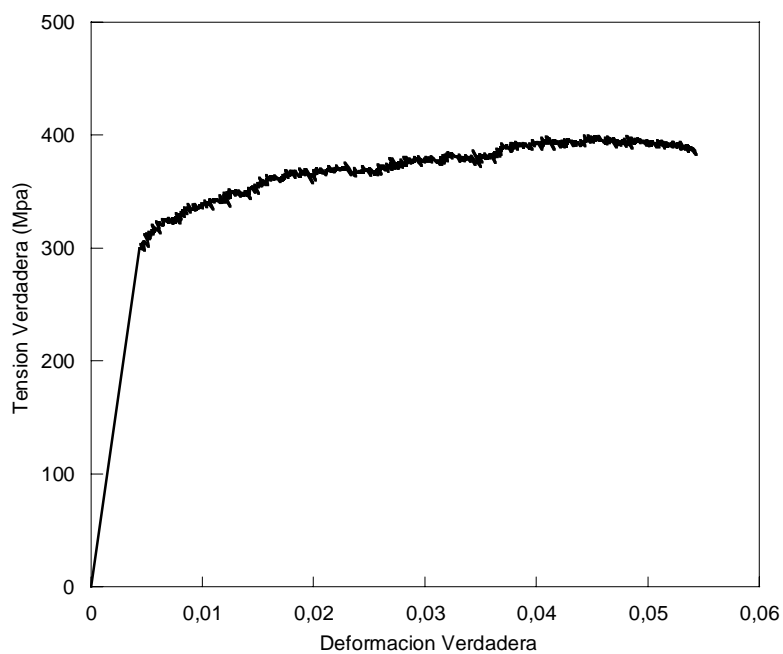


Figura A.1.2: Gráfica σ - ϵ a 600 s⁻¹ de la aleación Al 6082 obtenidas en ensayos con película de lubricante.

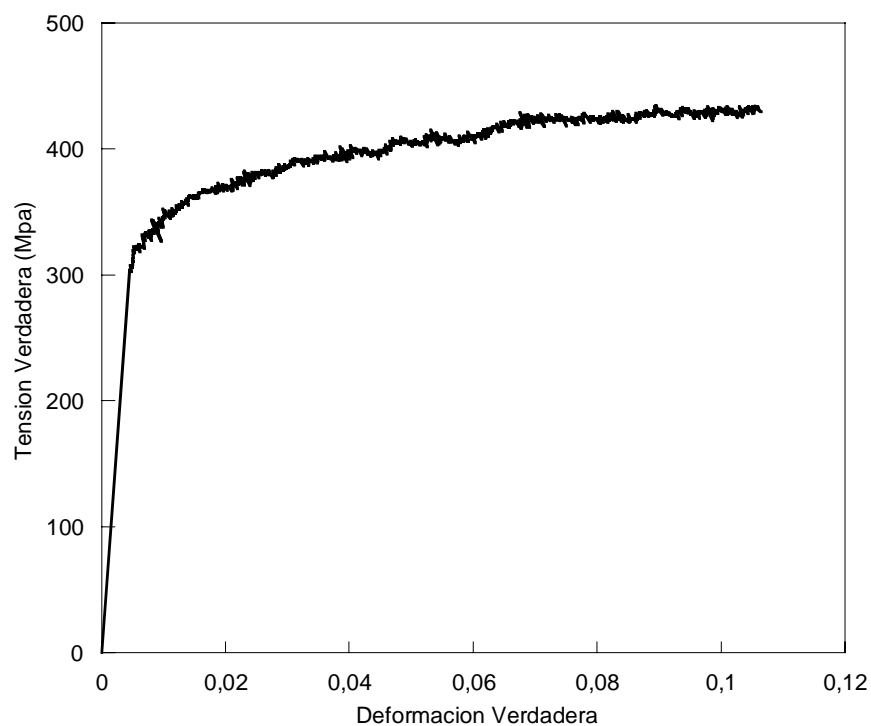


Figura A.1.3: Gráfica σ - ϵ de la aleación Al 6082 obtenidas en ensayos a 1000 s⁻¹ con película de lubricante.

A.2. Ensayos a 100 °C

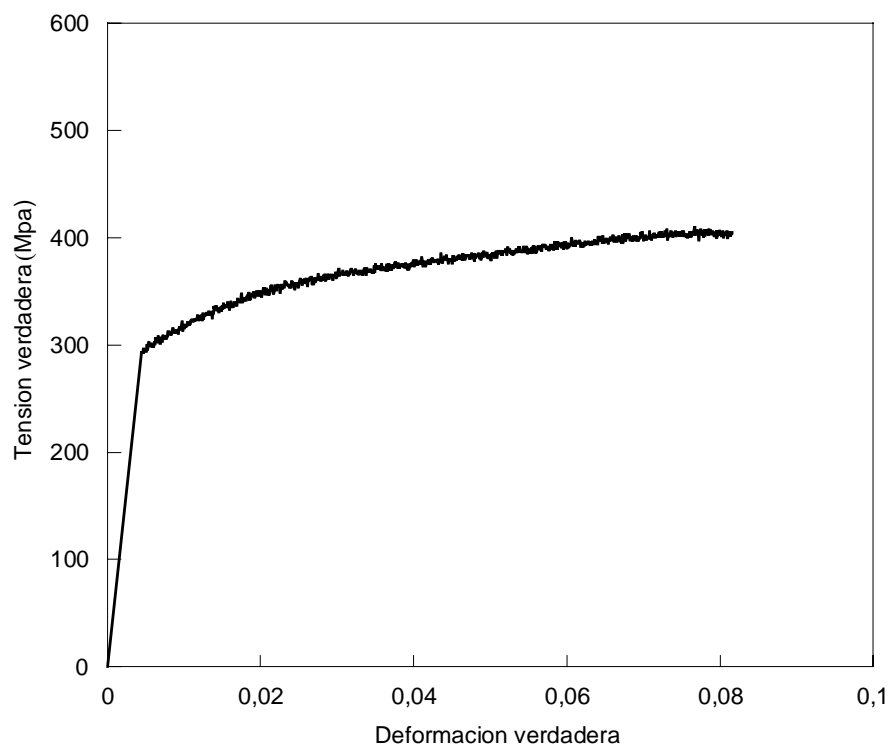


Figura A.2.1: Gráfica σ - ϵ de la aleación Al 6082 obtenidas en ensayos a 850 s⁻¹ con película de lubricante.

A.3. Ensayos a 150 °C

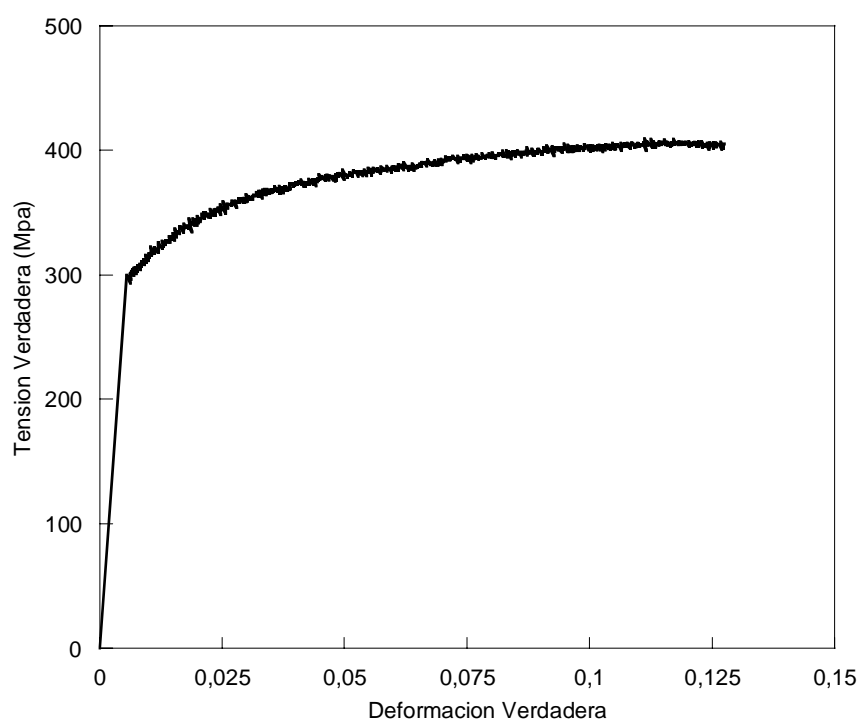


Figura A.3.1: Gráfica σ - ϵ de la aleación Al 6082 obtenidas en ensayos a 1500 s⁻¹ con película de lubricante.

Apéndice D

ALGORITMO DE AJUSTE

```

*****
****      SUBROUTINA para ajuste de parámetros      ****
****      -----      ****
*****

```

subroutine calibrar (N,m,w,A,x1,x2,x3,y,y_medio,JJ,F,yy,e_cuad,R_cuad)

implicit none

```

!      (1)  Definir expresión analítica para Y = Y(x;parámetros)
!      (2)  Calcular error cuadrático medio ECM = sum( [y(i) - Y(x(i);parametros)]^2
)/m
!      (3)  Calcular el vector F, que contiene las derivadas de ECM con respecto a
!           cada uno de los parámetros A(1),...,A(N)
!      (4)  Construir JJ(N,N), la matriz Jacobiana de F
!      (5)  Esta subrutina le pasa al "main" tanto el vector F como la matriz JJ, para
!           que el programa principal pueda resolver el sistema JJ x DA = F cuya
!           variable es DA, incremento del vector de parámetros A

```

! Definicion de Variables:

```

!      yy(i):      Función de ajuste para 'y', evaluada en x(i)
!      E(i):      Error parcial 'yy(i)-y(i)', evaluado en x(i)
!      Dy(j,i):    Derivada de yy con respecto de A(j), evaluada en x(i)
!      DDy(k,j,i): Derivada de Dy(j,i) con respecto de A(k), evaluada en x(i)
!      F(j):      Derivada del Error Cuadrático Medio respecto de A(j)
!      JJ(k,l):    Matriz Jacobiana de F

```

intent (in) w,A,x1,x2,x3,y,y_medio

intent (out) JJ,F,yy,e_cuad,R_cuad

integer N,NNN,mmm,m,i,j,k

real(8) A(N),w,x1(m),x2(m),x3(m),y(m),y_medio,yy(m),yy_medio,JJ(N,N),F(N)

real(8) LL(m,N,N),MM(m,N,N),e_cuad,R_cuad,aux1,aux2,aux3,aux4

real(8) E(m),Dy(N,m),DDy(N,N,m),y_desv(m)

NNN=N

mmm=m

e_cuad = 0.

R_cuad = 0.

aux1 = 0.

aux2 = 0.

aux3 = 0.

aux4 = 0.

! Definición de la función de ajuste $\Delta T_{c,i} = \Delta T_c(\vec{x}_i; A(1) \cdots A(N))$ y cálculo de los errores 'parcial' y cuadrático'.

$$\Delta T_c(\tilde{x}_i; A(1) \cdots A(5)) = \frac{\left(1 + C \ln \frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0}\right) (1 - T^{*m})}{\rho C_p} \left[\varepsilon_p \left(A + \frac{B \varepsilon_p^n}{1+n} \right) - \frac{1}{2} (2A + B \varepsilon_p^n) \left(\frac{\varepsilon_p}{\varepsilon_0} \right)^n \varepsilon_0 \right]$$

do i=1,mmm

yy(i) = ! Definición de la función de ajuste $\Delta T_{c,i} = \Delta T_c(\tilde{x}_i; A(1) \cdots A(N))$

E(i) = yy(i) - y(i)

e_cuad = e_cuad + (E(i))**2.

end do

e_cuad = w*e_cuad

yy_medio = w*sum(yy)

do i=1,mmm

aux1 = aux1 + (y(i)-yy_medio)*(yy(i)-yy_medio)

aux2 = aux2 + (y(i)-yy_medio)**2.

aux3 = aux3 + (yy(i)-yy_medio)**2.

end do

aux4 = (aux2**0.5)*(aux3**0.5)

R_cuad = (aux1/aux4)**2.

! PRIMERAS DERIVADAS de YY con respecto a cada parámetro A(j), j=1...N (definición explícita con respecto a; A,B,m,c,n)

do i=1,mmm

Dy(1,i) =

Dy(2,i) =

Dy(3,i) =

Dy(4,i) =

Dy(5,i) =

end do

! Derivada del error cuadrático medio

F = 2.*w*matmul(Dy,E)

! SEGUNDAS DERIVADAS de YY con respecto a cada parámetro A(j), j=1...N (definición explícita de cada término)

do i=1,mmm

DDy(1,1,i) =

DDy(1,2,i) =

DDy(1,3,i) =

DDy(1,4,i) =

DDy(1,5,i) =

DDy(2,2,i) =

DDy(2,3,i) =

DDy(2,4,i) =

DDy(2,5,i) =

DDy(3,3,i) =

DDy(3,4,i) =

DDy(3,5,i) =

DDy(4,4,i) =

DDy(4,5,i) =

DDy(5,5,i) =

! Simetria de la matriz jacobiana

DDy(2,1,i) = DDy(1,2,i)

DDy(3,1,i) = DDy(1,3,i)

DDy(3,2,i) = DDy(2,3,i)

DDy(4,1,i) = DDy(1,4,i)

DDy(4,2,i) = DDy(2,4,i)

DDy(4,3,i) = DDy(3,4,i)

DDy(5,1,i) = DDy(1,5,i)

DDy(5,2,i) = DDy(2,5,i)

DDy(5,3,i) = DDy(3,5,i)

DDy(5,4,i) = DDy(4,5,i)

end do

! Construcción del JACOBIANO de la derivada del Error cuadrático

do i=1,mmm

do j=1,NNN

do k=1,NNN

LL(i,j,k) = Dy(j,i)*Dy(k,i)

MM(i,j,k) = E(i)*DDy(j,k,i)

end do

end do

end do

do j=1,NNN

do k=1,NNN

JJ(j,k) = 0.

do i=1,mmm

JJ(j,k) = JJ(j,k) + LL(i,j,k) + MM(i,j,k)

end do

end do

end do

JJ = 2.*w*JJ

m=mmm

N=NNN

end subroutine


```

program least_squares
! Visualización del modulo de entorno grafico "Array Visualizar"
use AVDef
use AVViewer
use DFLib
implicit none

real(8) x1,x2,x3,y,w,yy,toler,TOL_A,TOL_F,toler_A,toler_F
real(8) AI,A,A_min,A_max,DA,JJ,F
real(8) AI_1,AI_2,AI_3,AI_4,AI_5 !,...,AI_N
real(8) DA_red,JJ_red,F_red
real(8) AI_1_min,AI_2_min,AI_3_min,AI_4_min,AI_5_min
real(8) AI_1_max,AI_2_max,AI_3_max,AI_4_max,AI_5_max
real(8) Sigma_0,EE,R_cuad,y_medio,evol,evol_2
real(8) aux1,aux2,aux3,aux4
integer N,m,m_total,frec,lda,p,const,const_1,const_2,const_3,const_4,const_5 !,...,const_N
integer test_1,test_2,iter_max,cuenta,status
integer i,j,k,ii,iii,jjj,kkk,hv
character*80 fname
allocatable x1,x2,x3,y,yy,JJ,F,const,EE,R_cuad,evol,evol_2,DA_red,JJ_red,F_red
allocatable A,A_min,A_max,DA
dimension x1(:),x2(:),x3(:),y(:),yy(:),A(:,,:),DA(:,,:),JJ(:,,:),F(:,,:),const(:)
dimension A_min(:),A_max(:)
dimension EE(:),R_cuad(:),evol(:,,:),evol_2(:,,:),DA_red(:,,:),JJ_red(:,,:),F_red(:)
! Variables:
!      x(i),y(i):      Tabla de datos i=1...m (datos tomados de la tabla xx)
!      A(j):           Vector de parámetros de ajuste, con j=1...N
!      DA(j):          Vector incremento de parámetros de ajuste, con j=1...N
!      F(j):           Derivada del Error Cuadrático Medio respecto de A(j)
!      JJ(k,l):        Matriz Jacobiana de F
!      yy(i):          Valores de "y" calculados a partir de la "función de ajuste" y
!                      el valor actual de los N parámetros A(1)...A(N)
write (*,('*****'))
write (*,('****  PROGRAMA DE AJUSTE DE `PARAMETROS  ****'))
write (*,('*****',/))
ii=1
do
    namelist/datos/N,p,iter_max,toler_A,toler_F,AI_1,AI_2,AI_3,AI_4,AI_5
    namelist/datos/const_1,const_2,const_3,const_4,const_5
    namelist/datos/AI_1_min,AI_2_min,AI_3_min,AI_4_min,AI_5_min
    namelist/datos/AI_1_max,AI_2_max,AI_3_max,AI_4_max,AI_5_max
    if (ii.ne.2) then
        write (*,('Ingrese el nombre de archivo de datos: ',\))
        read (*,(A)) fname
    end if

```

```

open (unit=1, file=fname, status='old',form='formatted')
open (unit=3, file='parametros.txt', status='unknown')
open (unit=4, file='funciones.txt', status='unknown')
open (unit=5, file='curvas.csv', status='unknown')
open (unit=10, file='entradas.dat', status='old')

write (*,'*****Lectura de datos medidos*****')
read (10,datos)
close (unit=10)
iter_max = iter_max + 1
read (1,*) m_total
if (ii.ne.2) then
    write (*,'/',"Hay ",I5," datos. Ingrese la frecuencia de lectura: ",\)) m_total
    read *,frec
    m = int(m_total/frec)
end if

```

! Dimensionar arreglos y matrices

```

if (ii.ne.2) allocate (x1(m),x2(m),x3(m),y(m),yy(m),evol_2(2*m,3))
allocate (EE(iter_max),R_cuad(iter_max),const(N),A(iter_max,N))
allocate (JJ(iter_max,N,N),F(iter_max,N),DA(iter_max,N),A_min(N),A_max(N))
const(1) = const_1
const(2) = const_2
const(3) = const_3
const(4) = const_4
const(5) = const_5
lda = N - sum(const)
A_min(1) = AI_1_min
A_min(2) = AI_2_min
A_min(3) = AI_3_min
A_min(4) = AI_4_min
A_min(5) = AI_5_min
A_max(1) = AI_1_max
A_max(2) = AI_2_max
A_max(3) = AI_3_max
A_max(4) = AI_4_max
A_max(5) = AI_5_max
x1 = 0.
x2 = 0.
x3 = 0.
y = 0.
yy = 0.

```

! Dimensionar arreglos y matrices que dependen de lda

```

allocate (JJ_red(lda,lda),F_red(lda),DA_red(lda))

```

! Lectura de tabla de "m" datos

```

j=0
do i=1, m_total
    j = j + 1

```

```

        if (j.gt.m) exit
        read (1,*) x1(j),y(j),x2(j),x3(j)
        do iii=1,frec-1
            read (1,*) aux1,aux2,aux3,aux4
        end do
    end do
    y_medio = sum(y)/m
! Ponderaciones de los datos
    w=1./m
! Muestra condiciones iniciales del ajuste de coeficientes
    write (*,('/',"VALORES INICIALES:"))
    write (*,('/'," Parametro 1, AI_1 = ",F10.2," MPa")) AI_1
    write (*,('/'," Parametro 2, AI_2 = ",F10.2," MPa")) AI_2
    write (*,('/'," Parametro 3, AI_3 = ",F14.6)) AI_3
    write (*,('/'," Parametro 4, AI_4 = ",F14.6)) AI_4
    write (*,('/'," Parametro 5, AI_5 = ",F14.6)) AI_5
    if (const(1).eq.1) write (*,('/'," NOTA: AI_1 NO PARTICIPA en la iteracion"))
    if (const(1).eq.0) write (*,('/'," NOTA: AI_1 PARTICIPA en la iteracion"))
    if (const(2).eq.1) write (*,('/'," NOTA: AI_2 NO PARTICIPA en la iteracion"))
    if (const(2).eq.0) write (*,('/'," NOTA: AI_2 PARTICIPA en la iteracion"))
    if (const(3).eq.1) write (*,('/'," NOTA: AI_3 NO PARTICIPA en la iteracion"))
    if (const(3).eq.0) write (*,('/'," NOTA: AI_3 PARTICIPA en la iteracion"))
    if (const(4).eq.1) write (*,('/'," NOTA: AI_4 NO PARTICIPA en la iteracion"))
    if (const(4).eq.0) write (*,('/'," NOTA: AI_4 PARTICIPA en la iteracion"))
    if (const(5).eq.1) write (*,('/'," NOTA: AI_5 NO PARTICIPA en la iteracion"))
    if (const(5).eq.0) write (*,('/'," NOTA: AI_5 PARTICIPA en la iteracion"))
! Valores iniciales para la iteración
    A = 0.
    A(1,1) = AI_1
    A(1,2) = AI_2
    A(1,3) = AI_3
    A(1,4) = AI_4
    A(1,5) = AI_5
    DA = 0.
! Define la función de ajuste y evalúa F y su Jacobiano
    call calibrar (N,m,w,A(1,:),x1,x2,x3,y,y_medio,JJ(1,:,:),F(1,:),yy,EE(1),R_cuad(1))
! Definición de la matriz reducida JJ_red
    iii = 0
    do i=1,N
        jjj = 0
        if (const(i).eq.1) cycle
        iii = iii + 1
        do j=1,N
            if (const(j).eq.1) cycle
            jjj = jjj + 1
            JJ_red(iii,jjj) = JJ(1,i,j)
        end do
    end do

```

```

    end do
! Definición del vector reducido F_red
    iii = 0
    do i=1,N
        if (const(i).eq.1) cycle
        iii = iii + 1
        F_red(iii) = F(1,i)
    end do
! Definición del vector reducido DA_red
    iii = 0
    do i=1,N
        if (const(i).eq.1) cycle
        iii = iii + 1
        DA_red(iii) = DA(1,i)
    end do
    write (*,('Presione ENTER para iniciar la iteracion'))
    read *
! INICIO PROCESO ITERATIVO: Evolución de parámetros
    cuenta = 2
    do
! Inversión del Jacobiano y obtención del vector "incremento de parámetros", DA
        call DLSASF (lda, JJ_red, lda, -F_red, DA_red)
! Definición del vector DA desde DA_red
        iii = 0
        do i=1,N
            if (const(i).eq.1) cycle
            iii = iii + 1
            DA(cuenta,i) = DA_red(iii)
        end do
! Actualización de parámetros
        A(cuenta,:) = A(cuenta-1,:) + DA(cuenta,:)
! Verificación de rango
        do i=1,N
            if (A(cuenta,i).lt.A_min(i)) then
                A(cuenta,i) = A_min(i)
                DA(cuenta,:) = A(cuenta,:) - A(cuenta-1,:)
            end if
            if (A(cuenta,i).gt.A_max(i)) then
                A(cuenta,i) = A_max(i)
                DA(cuenta,:) = A(cuenta,:) - A(cuenta-1,:)
            end if
        end do
! Evaluación de la tolerancia de PARÁMETROS
        TOL_A = 0.
        do j=1,N
            if (A(cuenta-1,j).eq.0.) cycle
            TOL_A = TOL_A + abs(DA(cuenta,j)/A(cuenta-1,j))

```

```

    end do
    TOL_A = TOL_A/N
! Define la función de ajuste y evalúa F y su Jacobiana
call calibrar
(N,m,w,A(cuenta,:),x1,x2,x3,y,y_medio,JJ(cuenta,:),F(cuenta,:),yy,EE(cuenta),R_cuad(cuenta))

! Evaluación de la tolerancia de FUNCIONES
    TOL_F = 0.
    do j=1,N
        TOL_F = TOL_F + abs(F(cuenta,j))
    end do
    TOL_F = TOL_F/N
! Condición de parada
    test_2 = 0
    if (TOL_A.lt.toler_A) test_2 = 1
    if (TOL_F.lt.toler_F) test_2 = 1
    if (cuenta.eq.iter_max) test_2 = 1
    if (cuenta.eq.2) test_2 = 0
    if (test_2.gt.0) then
        if (TOL_A.lt.toler_A) then
            write (*,('Tolerancia en PARAMETROS: TOL_A = ",E9.3," satisfecha')) TOL_A
        else
            write (*,('Tolerancia en PARAMETROS: TOL_A = ",E9.3," no satisfecha')) TOL_A
        end if
        if (TOL_F.lt.toler_F) then
            write (*,('Tolerancia en FUNCIONES: TOL_F = ",E9.3')) TOL_F
        else
            write (*,('Tolerancia en FUNCIONES: TOL_F = ",E9.3," no satisfecha')) TOL_F
        end if
        exit
    end if

! Definición de la matriz reducida JJ_red
    iii = 0
    do i=1,N
        jjj = 0
        if (const(i).eq.1) cycle
        iii = iii + 1
        do j=1,N
            if (const(j).eq.1) cycle
            jjj = jjj + 1
            JJ_red(iii,jjj) = JJ(cuenta,i,j)
        end do
    end do

! Definición del vector reducido F_red
    iii = 0
    do i=1,N

```

```

        if (const(i).eq.1) cycle
        iii = iii + 1
        F_red(iii) = F(cuenta,i)
    end do
! Definición del vector reducido DA_red
    iii = 0
    do i=1,N
        if (const(i).eq.1) cycle
        iii = iii + 1
        DA_red(iii) = DA(cuenta,i)
    end do
    cuenta = cuenta + 1
end do
! FIN PROCESO ITERATIVO.
! Registro en la iteración 'cuenta': parámetros, error y residuos
    do i=1,cuenta
write (3,'(I8,"  ", "F10.2,"  ", "F10.2,3("  ", "F10.6),"  ", "E12.6,"  ", "E12.6)") i-
1,A(i,1),A(i,2),A(i,3),A(i,4),A(i,5),EE(i),R_cuad(i)
        write (4,'(I8,"  ", "E12.5,"  ", "E12.5,"  ", "E12.5)") i-1,F(i,1),F(i,2),F(i,3)
    end do
    do i=1,m
        write (5,'(I6,"  ", "E13.6,2(" ; ",F8.2," ; ",F8.2),2(" ; ",E13.6))') i,x1(i), y(i), yy(i),x2(i),x3(i)
    end do
        write (*,'(,"VALORES FINALES:")')
        write (*,'(," Parametro 1  = ",F10.2)') A(cuenta,1)
        write (*,'(," Parametro 2  = ",F10.2)') A(cuenta,2)
        write (*,'(," Parametro 3  = ",F14.6)') A(cuenta,3)
        write (*,'(," Parametro 4  = ",F14.6)') A(cuenta,4)
        write (*,'(," Parametro 5  = ",F14.6)') A(cuenta,5)
        write (*,'(," Iteraciones, I = ",I7)') cuenta-1
! Visualizador de datos
        write (*,'(," Abriendo visualizador de arreglos")')
        allocate (evol(cuenta,N+2))
        evol(1:cuenta,1:N) = A
        evol(1:cuenta,N+1) = EE
        evol(1:cuenta,N+2) = R_cuad
        do i=1,m
            evol_2(i,1) = x1(i)
            evol_2(i,2) = y(i)
            evol_2(i,3) = x2(i)/1000. + x3(i)/0.1407
        end do
        do i=1,m
            evol_2(m+i,1) = x1(i)
            evol_2(m+i,2) = yy(i)
            evol_2(m+i,3) = x2(i)/1000. + x3(i)/0.1407
        end do

```

```

call faglStartWatch (evol_2, status)
if (ii.ne.2) then
    call favStartViewer(hv, status)
    call favSetArray(hv, evol_2, status)
    call favSetArrayName(hv, "Tensión - deformación", status)
    call favSetCompIndex (hv, 1, 2, 0, 3, status)
    call favSetGraphType(hv, 3, status)
    call favShowWindow(hv, AV_TRUE, status)
end if
if (ii.eq.2) call favUpdate (hv, 0, status)
close (unit=1)
close (unit=3)
close (unit=4)
close (unit=5)
do
    write (*, '(1) Salir del programa')
    write (*, '(2) Repetir iteracion')
    write (*, '(3) Repetir iteracion (con datos nuevos)')
    read *,ii
    if ((ii.ne.1)*(ii.ne.2)*(ii.ne.3)) write (*, '(/, "Respuesta incorrecta, escoja
nuevamente.")')
        if ((ii.eq.1)+(ii.eq.2)+(ii.eq.3)) exit
    end do
    if (ii.eq.1) then
        call favEndViewer (hv, status)
        call faglEndWatch (evol_2, status)
        deallocate (x1,x2,x3,y,yy,A,A_min,A_max,DA,evol,evol_2)
        deallocate (EE,R_cuad,JJ,F,const)
        deallocate (JJ_red,F_red,DA_red)
        exit
    end if
    if (ii.eq.2) then
        evol_2 = 0.
        deallocate (A,A_min,A_max,DA,evol)
        deallocate (EE,R_cuad,JJ,F,const)
        deallocate (JJ_red,F_red,DA_red)
    end if
    if (ii.eq.3) then
        call favEndViewer (hv, status)
        call faglEndWatch (evol_2, status)
        deallocate (x1,x2,x3,y,yy,A,A_min,A_max,DA,evol,evol_2)
        deallocate (EE,R_cuad,JJ,F,const)
        deallocate (JJ_red,F_red,DA_red)
    end if
end do
end program

```